

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

KWEEKKASTEN VOOR HET BESTUDEREN VAN DE PLANTENGROEI ONDER REPRODUCEERBARE OMSTANDIGHEDEN

door R. van der VEEN.

631.544:581.14.001.5

Het doen van proeven onder deels onbekende omstandigheden heeft al op menig gebied geleid tot waardelose of moeilijk te interpreteren resultaten, waardoor veel moeite en tijd verloren zijn gegaan. Ook bij de plantenphysiologie, waar zo veel factoren hun invloed doen gelden, is dit het geval. De hier beschreven kweekkast, waarbij men alle voorname factoren goed in de hand heeft, zal ongetwijfeld waardevol zijn voor het verkrijgen van reproduceerbare resultaten op dit gebied.

De ontwikkeling van een plant is afhankelijk van een reeks factoren, waarvan het licht (intensiteit, kleur en duur der belichting), de temperatuur, het vocht- en koolzuurgehalte van de lucht en de samenstelling van de bodem wel de voornaamste zijn. Voor het bestuderen van de invloeden die deze factoren op de plantengroei uitoefenen, moet men ze afzonderlijk kunnen beheersen. Laat men de planten in de natuur opgroeien, dan is, vooral in een grillig klimaat, van zulk een beheersing al heel weinig sprake en zullen derhalve de resultaten van een bepaald onderzoek moeilijk of niet reproduceerbaar zijn. Iets beter heeft men de zaken in de hand in de gebruikelijke kassen, doch veelal lang niet in de gewenste mate; men denke bij voorbeeld aan het zonlicht, waarop zo weinig valt te rekenen, en aan de temperatuur, die 's zomers dikwijls hoger oploopt dan men wenst.

Om het gedrag van planten onder goed regelbare omstandigheden te kunnen bestuderen, hebben wij in het Philips-laboratorium een aantal kasten gebouwd, waarin de geheel kunstmatige belichting naar intensiteit, spectrale samenstelling en duur kan worden geregeld, terwijl men ook de temperatuur, de vochtigheid en het CO_2 -gehalte van de lucht binnen zekere grenzen in de hand heeft. Fig. 1 geeft een schets van zulk een kweekkast, waarin een grondvlak van $1\text{ m} \times 1,5\text{ m}$ en een hoogte van $1,5\text{ m}$ beschikbaar zijn. Van deze kasten, waarvan in fig. 2 het uiterlijk is afgebeeld, willen wij hier een beschrijving laten volgen.

Licht

De verlichting geschiedt door buisvormige fluorescentielampen (TL-lampen) van 40 W, waarvan er aan ieder der beide zijanten elf en aan het bovenvlak acht aanwezig zijn. Op deze wijze wordt een zeer gunstige lichtverdeling verkregen: kleine planten, of de onderste bladeren van grotere, komen niet in de schaduw te staan van grote planten, resp. van de bovenste bladeren. Als alle 30 lampen branden, is de lichtintensiteit overal in de kast ongeveer even groot. Zij bedraagt dan ongeveer $60\text{ tot }70\text{ W/m}^2$ (10000 tot 12000 lux).

De lampen kunnen in groepen van drie in- of uitgeschakeld worden, zodat men ook kan werken met lagere lichtniveaus. Door alleen de lampen aan de beide zijanten te laten branden heeft men reeds meer dan voldoende licht om de meeste planten normaal te doen opgroeien. Het geïnstalleerde vermogen bedraagt dan per $1,5\text{ m}^2$ bodemoppervlakte ongeveer 1 kW. Slechts bij enkele hoog opgroeiende planten, als Poinsettia, bleek het wenselijk ook de bovenste lampen te laten branden.

Wat de spectrale samenstelling van het licht betreft, deze kan men aanzienlijk variëren door van verschillende soorten van TL-lampen gebruik te maken. In de eerste plaats beschikt men over de normale typen, bekend als „warme tint”, „wit” en „daglicht”, waarvan het spectrum bij het eerstgenoemde type naar verhouding veel rode en gele, en bij het „daglicht”-type veel blauwe stralen

bevat; de kleurtemperatuur bedraagt resp. ca 3000, 4000 en 5500 °K. Bovendien zou men speciale TL-lampen kunnen gebruiken, waarin op de wand fosforen zijn aangebracht die bij voorbeeld uitgesproken blauw, groen of rood licht geven. Door in eenzelfde kast verschillende lampen te plaatsen, kan men nagenoeg iedere gewenste schakering verkrijgen.

Temperatuur

Hoewel TL-lampen betrekkelijk weinig warmte ontwikkelen, zou de temperatuur in de kast te hoog kunnen oplopen (bij normale omgevingstemperatuur tot 35 °C), als er geen systeem van warmte-afvoer was aangebracht. Dit bestaat hierin dat men leidingwater laat vloeien langs de buitenzijde van de glazen ruiten die de TL-lampen van de

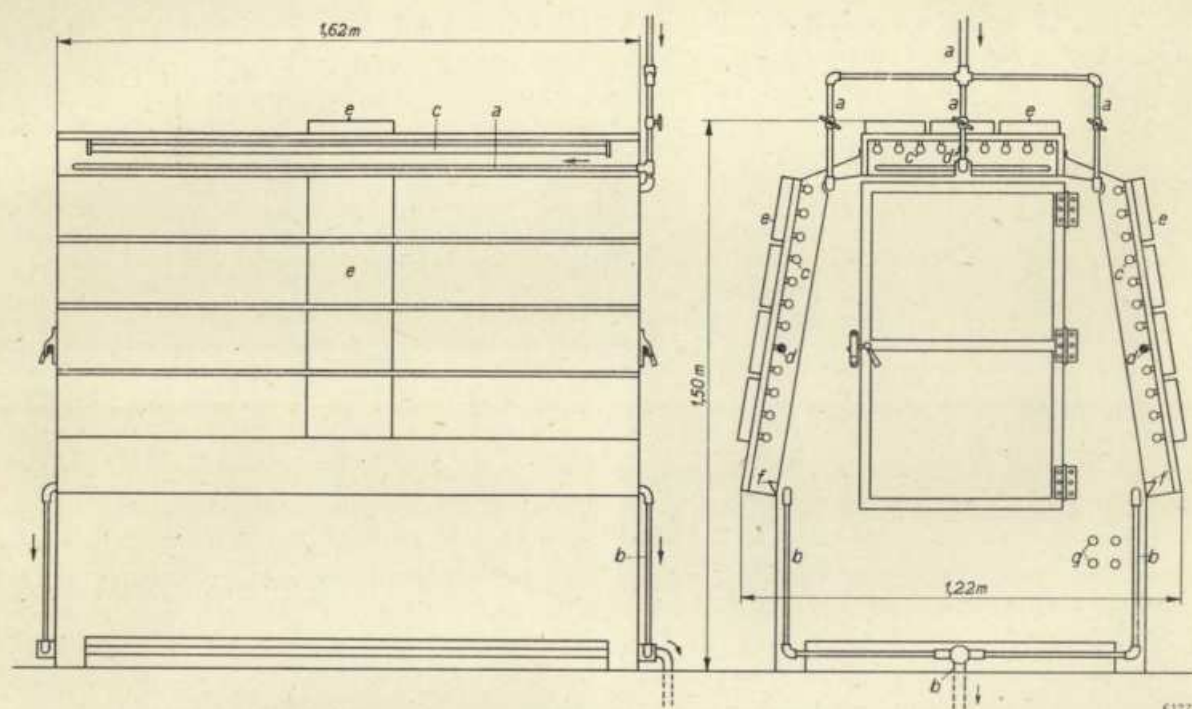


Fig. 1. Schets van de kweekkast, van voren en op zij gezien. *a* toevoer van leidingwater voor de koeling, *b* waterafvoer, *c* TL-lampen (30 stuks), *d* kwiklampen (drie stuks), *e* voorschakelapparaten van de lampen (in groepen van drie), *f* afvoergoot van het koelwater, *g* openingen voor afvoer van het condensatiewater en voor toevoer van lucht, van CO₂ en van elektrische stroom voor verwarming.

Bij het ontwerpen van de kast is niet alleen rekening gehouden met de mogelijkheid van verlichting door TL-lampen, maar ook met die door lampen die voor planten te veel infrarode straling geven, zoals sterke gloeilampen. Met het oog hierop kan aan de bovenzijde van de kast een dikke laag water worden aangebracht, die de infrarode straling van de er boven geplaatste lampen grotendeels absorbeert.

Een zeer belangrijke factor is ook de tijd gedurende welke de planten dagelijks aan het licht worden blootgesteld¹⁾. Door middel van een schakelklok (fig. 2) kan men deze tijd instellen.

¹⁾ Voor enige kwesties die met deze fotoperiodiciteit samenhangen, zie bijv.: R. van der Veen, De invloed van licht op planten, Philips techn. T. 11, 45-51, 1949 (No. 2).

plantenruimte scheiden. Met kranen in de water-toevoer kan men de temperatuur in de kast regelen tussen 35 en 17 °C. Bij gedoofde verlichting kan de temperatuur op peil worden gehouden door enige onder de kast gemonteerde gloeilampen in te schakelen, waarvan het licht niet naar binnen kan schijnen.

Een moeilijkheid die zich aanvankelijk met deze kweekkasten heeft voorgedaan, is de sterke algengroei in het langs de ruiten lopende water. Deze algen komen voort uit kiemen, die in leidingwater steeds aanwezig zijn. Zij vormen een groen aanslag op het glas en maken minstens eens per week een grondige reiniging noodzakelijk. Bij onze kasten wordt de algengroei volledig belet doordat aan elk der beide zijwanden en aan de bovenkant tussen de TL-lampen één kwiklamp (TUV-lamp) is ge-



Fig. 2. Voorzijde van de kweekkast. Links schakelbord met stopcontacten, waarop de TL-lampen in groepen van drie kunnen worden aangesloten, en met een schakelklok, die een instelbare dagelijkse belichtingsduur geeft. Links onder: slangen voor toevoer van lucht en koolzuur.

plaatst (*d* in fig. 1 en fig. 3), welker ultraviolette straling de algen doodt. De ruiten houden deze straling tegen, zodat de planten in de kast er geen hinder van hebben.

Aan de binnenzijde van de ruiten ontstaat door het koelen veel condensatiewater, dat wordt verzameld in gootjes, die naar buiten uitmonden. Dit condensatiewater blijkt vrij van algenkiemen te zijn, zodat — mits de ruiten eens voor al goed zijn schoongemaakt — ook hier in het algemeen geen algengroei optreedt, ondanks de afwezigheid van ultraviolette stralen.

Water- en koolzuurgehalte van de lucht; bodemgesteldheid

De kasten zijn aangesloten op een drukluchtleiding, die droge lucht aanvoert. Laat men veel van deze lucht door de kast stromen, dan wordt de vochtigheidsgraad lager, die men dus op deze wijze kan regelen. Reeds bij de normale doorstroming voert de lucht een hoeveelheid koolzuur aan die in de regel voor de groei van de planten voldoende is. Doordat de kasten ook op een koolzuurleiding zijn aangesloten, kan men

desgewenst de koolzuurconcentratie vergroten. De beide leidingen kunnen uit stalen drukflessen worden gevoed.

De nodige aandacht moet natuurlijk worden besteed aan de grond waarin de planten groeien. Men kan deze factor echter uitschakelen door over te gaan tot watercultures, waarvoor de kasten eveneens zijn ingericht. Men is dan niet alleen onafhankelijk van het klimaat, doch ook van de grond.

Enige resultaten

Het is hier niet de plaats uitvoerig op de verkregen resultaten in te gaan, maar enkele voorbeelden van wat met de beschreven kweekkasten bereikbaar is, willen wij niet achterwege laten.

De eerste proeven werden genomen met komkommer, tomaat, Chrysanthemum, Poinsettia, Phlox, tabak, sla en balsemine. Al deze plantensoorten ontwikkelden zich normaal en werden van



Fig. 3. Een kast met Coleus en Petunia. Men onderscheidt tussen de TL-lampen een TUV-lamp (*d*). De ultraviolette straling van deze lamp maakt de algen onschadelijk, die zich anders op de glazen ruit, waarlangs koelwater stroomt, zouden afzetten.

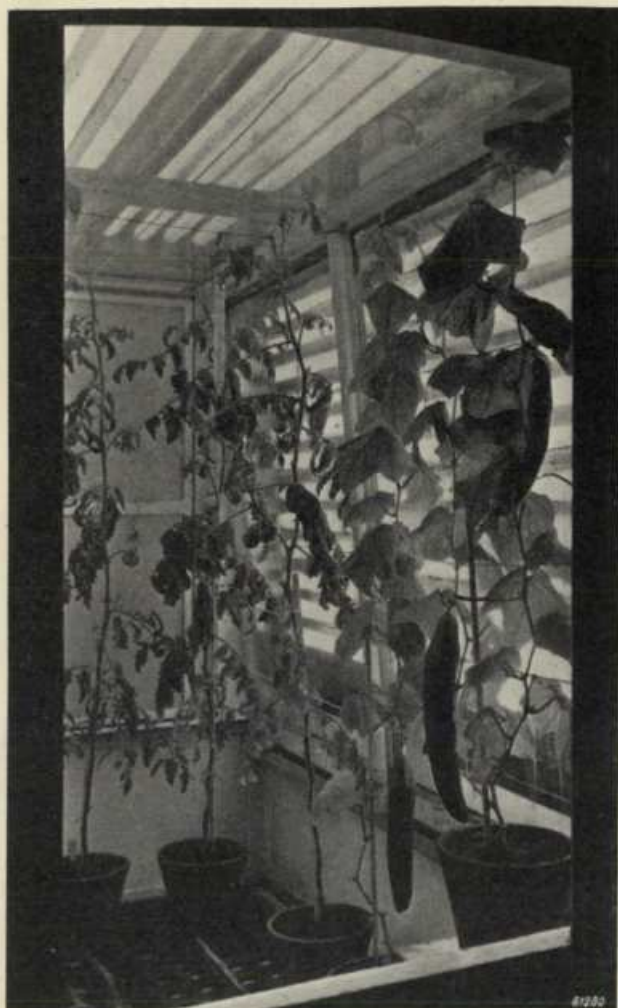


Fig. 4. Bloeiende en vrucht dragende komkommer- en tomaatplanten, die van kiemplant af in het kunstmatige klimaat van de kweekkast zijn opgegroeid.

kiemplant tot bloeiende en vrucht dragende plant in de kasten opgekweekt (zie bijv. de in fig. 4 afgebeelde tomaat- en komkommerplanten).

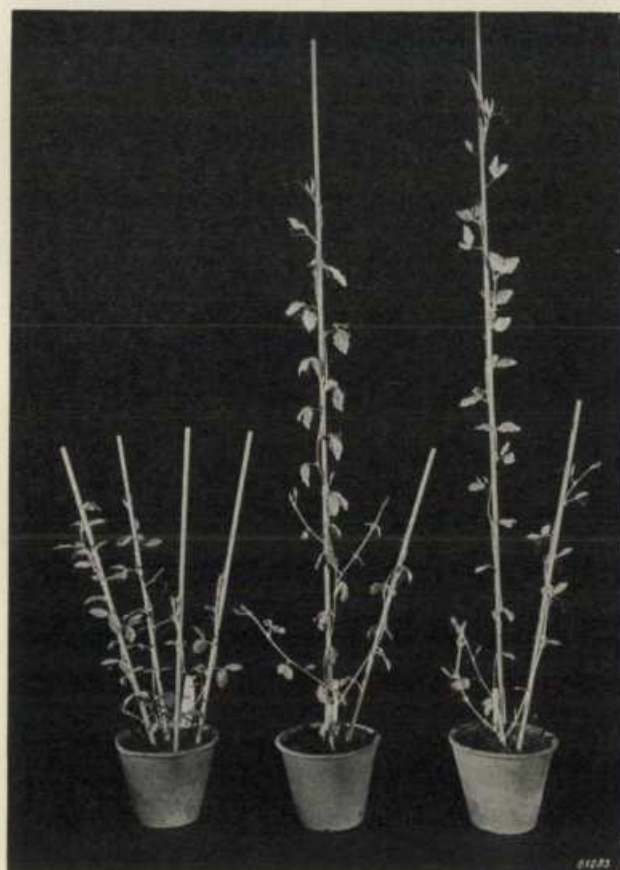
De invloed van de kleur van het licht vindt men duidelijk gedemonstreerd aan de tomaat- en *Lathyrus*-planten van fig. 5: gebrek aan blauw licht levert hoog opgeschoten, maar slappe, weinig vertakte planten; licht dat rijk is aan blauwe stralen daarentegen geeft gedrongen, in groei wat achtergebleven, doch stevige, sterk vertakte exemplaren.

Ten slotte laat fig. 6 een voorbeeld zien van de invloed der fotoperiodiciteit op *Coleus*, een typische lange-dagplant (zie het in noot ¹) aangehaalde artikel). Langdurige dagelijkse belichting (of continue belichting, zoals werd toegepast bij het exemplaar links op de foto) bevordert bij deze plant de ontwikkeling en geeft de bladeren een fraaie donkerrode kleur en een heldergroene rand. Bij negenurige belichting per dag ontstaat een minder forse plant en blijven de kleuren veel fletser.

Voor botanische en tuinbouwkundige laboratoria zal het bezit van enkele kasten als hier beschreven een nuttige uitbreiding van de apparatuur zijn, vooral waar physiologische proeven worden gedaan. Voor de proefnemingen op het gebied der foto-



a



b

Fig. 5. a) Tomaatplanten, bestraald met licht van verschillende spectrale samenstelling, doch overigens onder geheel gelijke omstandigheden gekweekt en even oud. De linkse plant is belicht met in hoofdzaak blauw licht, de middelste met groen en de rechtse met rood (de beide laatste met een tekort aan blauw). Blauw licht remt de groei, maar levert stevige, sterk vertakte planten met donkergroen blad. Gebrek aan blauw licht doet de planten vooral in de lengte groeien en maakt het blad lichtgroen.

b) Hetzelfde voor *Lathyrus*.

periodiciteit (zie het artikel geciteerd in noot ¹)) lenen de kasten zich eveneens uitstekend.

Wellicht ten overvloede merken wij nog op dat de kasten niet zijn bedoeld voor kwekers. Deze

zijn in het algemeen veel meer gebaat met normale kassen, waarin ten volle profijt kan worden getrokken van het zonlicht en waarin van kunstverlichting alleen gebruik wordt gemaakt om in de wintermaanden het tekort aan daglicht aan te vullen.



Fig. 6. Twee even oude *Coleus*-planten (een lange-dagplant), links continu belicht, rechts negen uur per dag belicht, doch overigens gelijk behandeld. Het continu belichte exemplaar is forser ontwikkeld en vertoont in de bladeren fraaiere kleuren.

Samenvatting. Teneinde op het gebied van de plantengroei proeven te kunnen doen onder goed gedefinieerde omstandigheden, is een kweekkast geconstrueerd, waarin men een aantal factoren die op de plant van invloed zijn, volkomen in de hand heeft. De geheel kunstmatige belichting komt tot stand door 30 TL-lampen, die in een ruimte van $1\text{ m} \times 1,5\text{ m} \times 1,5\text{ m}$ een gelijkmatig verdeelde verlichting van 60 tot 70 W/m^2 (10 000 tot 12 000 lux) kunnen geven. Nagenoeg iedere spectrale samenstelling kan worden verkregen door het gebruik van TL-lampen die van verschillende fosforen zijn voorzien. Een schakelklok zorgt voor een instelbare dagelijkse belichtingsduur. Door buiten langs de glazen wanden van de kast leidingwater te laten lopen en de watertoevoer te regelen, kan men de temperatuur in de kast instellen tussen 17 en 35°C . Algengroei in het koelwater wordt voorkomen door de ultraviolette straling van drie kwiklampen (TUV-lampen). Bij gedoofde verlichting kan de temperatuur op peil worden gehouden door elektrische verwarming. De vochtigheidsgraad en het koolzuurgehalte kunnen afzonderlijk worden geregeld. — Van een groot aantal soorten is al gebleken dat zij onder deze kunstmatige omstandigheden zeer goed van kiemplant tot bloeiende en vruchtdragende plant kunnen opgroeien.

DE INVLOED VAN DE TEMPERATUUR OP DE FLUORESCENTIE VAN VASTE STOFFEN

door F. A. KRÖGER en W. de GROOT.

535.371

Het rendement van de fluorescentie van vaste stoffen is, vooral sinds het in gebruik komen van lampen met fluorescerende wand, in de lichttechniek een belangrijke grootte geworden. Het is dus begrijpelijk dat men voor allerlei stoffen deze grootte als functie van de temperatuur heeft gemeten. In het algemeen blijkt daarbij dat in de richting van stijgende temperatuur het rendement daalt, met andere woorden dat bij hoge temperaturen de fluorescentie wordt gedoofd. De bestudering van deze doving is tevens van belang voor het inzicht in het fluorescentieproces, vooral als men de rendementsmeting combineert met metingen van de nalichtduur als functie van de temperatuur.

Inleiding

De fluorescentie, die gassen, oplossingen en vaste stoffen onder bestraling met zichtbaar of ultraviolet licht vertonen¹⁾²⁾³⁾, hangt ten nauwste samen met de absorptie die dit licht in de bestraalde stof ondervindt. Door het opnemen van een lichtquantum (foton) wordt in een atoom of molecuul van een gas, in een molecuul van een opgeloste stof of in een kristal een electron in een toestand van grotere energie (hogere quantumtoestand) gebracht. Het hangt van de omstandigheden af, wat het verdere lot van dit „aangeslagen” electron is. In de eenvoudigste gevallen keert het naar zijn aanvankelijke toestand (grondtoestand) terug, waarbij de door absorptie van een foton verkregen energie geheel of gedeeltelijk weer in de vorm van een foton wordt uitgestraald. Dit verschijnsel heet fluorescentie; in het geval dat de geabsorbeerde energie in zijn geheel weer wordt uitgestraald, spreekt men ook wel van resonantie.

Dikwijls gebeurt het echter dat de door absorptie verkregen „aanslagenergie” niet wordt omgezet in een foton maar in een andere energievorm. Reeds bij een eenatomig gas zal dit het geval kunnen zijn. Een voorbeeld daarvan is de doving van de resonantiestraling in natriumdamp door toevoeging van een vreemd gas, zoals stikstof. Bij botsing van een aangeslagen Na-atoom met een N₂-molecuul bestaat er een zekere kans dat de aanslagenergie aan dit molecuul wordt overgedragen en in kinetische energie, of ook in vibratie- en rotatie-energie, wordt omgezet.

Bij meeratomige gassen en bij moleculen in oplossing treedt eveneens vaak een stralingloos proces

in de plaats van het fluorescentieproces. De aanslagenergie wordt daarbij omgezet in vibratie-energie, in dissociatie-energie, in energie nodig voor een chemische omzetting enz.

Het is bijv. bekend dat in acetondamp tegen 100 geabsorbeerde ultraviolette fotonen er slechts 3 fluorescentie-fotonen worden uitgestraald. Bij de resterende 97 wordt de aanslagenergie langs een of andere weg omgezet in molecuulvibraties.

Bij opgeloste stoffen kan zulk een „doving” optreden bij botsing van een aangeslagen molecuul met een niet-aangeslagen molecuul van dezelfde soort of met een molecuul van het oplosmiddel. Voor het verkrijgen van een krachtig fluorescerende oplossing moet men dus een oplosmiddel kiezen waarvan de moleculen de aangeslagen moleculen van de fluorescerende stof niet of weinig beïnvloeden. Ook chemische reacties kunnen hier in concurrentie treden met het fluorescentieproces. Een bekend voorbeeld is de doving van de fluorescentie van een waterige oplossing van fluoresceïne door KJ, waarbij een ion $J(H_2O)^-$ wordt gesplitst in $J + H + OH^-$, ten koste van de aanslagenergie van een fluoresceïnemolecuul.

Fluorescentie en doving bij vaste stoffen

Bij vaste stoffen is de situatie iets ingewikkelder. In sommige gevallen bevat een fluorescerende vaste stof atomen of ionen, bijv. die der zeldzame aarden of mangaan, of atoomgroepen, zoals UO₂ of WO₄, die selectief licht absorberen. Hieronder vallen zowel eenvoudige verbindingen, bijv. CeF₃, UO₂(NO₃)₂, CaWO₄, als mengkristallen, zoals (Zn,Mn)₂SiO₄. Indien in het laatste geval één van de twee bestanddelen in relatief geringe concentratie aanwezig is, spreekt men van bijmengselfosforen. Hiertoe behoren ook stoffen zoals ZnS, die fluoresceren ten

¹⁾ W. de Groot, Philips techn. T. 3, 129-136, 1938.

²⁾ J. H. Gisolf en W. de Groot, Philips techn. T. 3, 245-251, 1938.

³⁾ F. A. Kröger, Philips techn. T. 6, 353-362, 1941.

gevolg van de toevoeging van een kleine hoeveelheid van een vreemd metaal (Cu, Ag), dat meestal als chloride (CuCl, AgCl) in het sulfiderooster is opgenomen. In het geval van de sulfidefosforen is de toelaatbare concentratie van het bijmengsel zeer klein (10^{-5} tot 10^{-1} atoom% per molecuul van het grondmateriaal). Bij de mangaanfosforen is deze groter (0,1 tot 10 atoom%). De werkzame atoomsoort in het bijmengsel (zoals in de genoemde voorbeelden Mn of Cu) noemt men de activator.

Wordt nu een dergelijke stof bestraald, en treedt absorptie op van die straling bij een golflengte die tot het selectieve absorptiegebied van de bedoelde atomen, ionen of atoomgroepen behoort, dan vertoont het fluorescentieproces grote overeenkomst met dat in een gas of in een oplossing. Doving van de fluorescentie zal hier kunnen optreden wanneer er wisselwerking plaats heeft tussen het aangeslagen atoom of ion of de aangeslagen atoomgroep met het omringende kristalrooster. De door absorptie van een foton in het fluorescentiecentrum opgehoopte energie wordt dan geheel omgezet in vibratie-energie van de naburige atomen van het kristalrooster en ten slotte in vibratie van het gehele rooster, dwz. in warmte.

Iedere kristallijne stof vertoont, onafhankelijk van het feit of zij atomen of atoomgroepen bevat die als fluorescentiecentra kunnen optreden, een absorptie die niet door zulke bijzondere centra wordt veroorzaakt, maar die aan het kristalrooster als zodanig moet worden toegeschreven. Heeft absorptie van een foton in een dergelijk golflengtegebied plaats, dan zal een electron van het kristalrooster daardoor in een „band” van grotere energie worden gebracht. In enkele gevallen kan ook deze energie weer onmiddellijk in de vorm van een foton worden uitgestraald (een voorbeeld is de groene fluorescentie van CdS bij -180°C). Bij de zoëven genoemde bijmengselfosforen wordt echter meestal de door het kristalrooster opgenomen aanslagenergie eerst overgebracht van het kristalrooster naar een der in het rooster aanwezige activatoratomen.

Soms is behalve de activator nog een tweede atoomsoort, de sensibilisator aanwezig, met een eigen specifieke absorptie. De door de sensibilisator geabsorbeerde energie wordt aan het activator-centrum overgedragen. Een voorbeeld is calciumfosfaat met Ce (sensibilisator) en Mn (activator), of calciumsilicaat met Pb(s) en Mn(a). De sensibilisator kan zelf ook fluorescentie vertonen. In de genoemde gevallen geven bijvoorbeeld zowel Pb als Ce fluorescentie in het ultraviolet.

Bij de vaste stoffen kan dus een grote verscheidenheid van fluorescentiemechanismen bestaan, doordat tussen het primaire proces (absorptie van

een foton) en het uiteindelijke fluorescentieproces (de emissie van een foton) een of meer stralingloze overdrachtprocessen kunnen zijn ingeschakeld. Daarnaast kunnen stralingloze processen bestaan waarbij de gehele aanslagenergie in roosterenergie wordt omgezet, zodat doving optreedt en fluorescentie uitblijft. De concurrentie tussen de nuttige en de schadelijke stralingloze processen bepaalt ten slotte het quantumrendement (aantal fluorescentiefotonen per geabsorbeerd foton). Daar, zoals wij zullen zien, de kans op ieder stralingloos proces een bepaalde functie is van de temperatuur, kan bij toenemende temperatuur het quantumrendement zowel toenemen als afnemen. Bij voldoende hoge temperatuur hebben dovende processen in de regel de overhand, zodat ten slotte het rendement daalt en bij zeer hoge temperatuur zelfs tot nul afneemt.

In nauwe samenhang met de invloed van de temperatuur op het quantumrendement staat een tweede verschijnsel, namelijk de invloed van de temperatuur op het verloop van de intensiteit van het fluorescentielicht met de tijd, na beëindiging van de bestraling, dus op de nalichtduur.

In hetgeen volgt zal het hierboven kwalitatief besprokene aan de hand van eenvoudige theoretische onderstellingen quantitatief nader worden toegelicht, terwijl ook over het meten van de betrokken grootheden en de uit de meetresultaten af te leiden conclusies een en ander zal worden meegedeeld.

Het verband tussen rendement en nalichtduur ⁴⁾

Denken wij ons een centrum dat bestraald wordt met een lichtsoort die door dat centrum wordt geabsorbeerd. Wij krijgen dan de situatie die is weergegeven in fig. 1. Door absorptie van een quantum wordt een electron uit de grondtoestand (0) in een hogere quantumtoestand (I) gebracht.

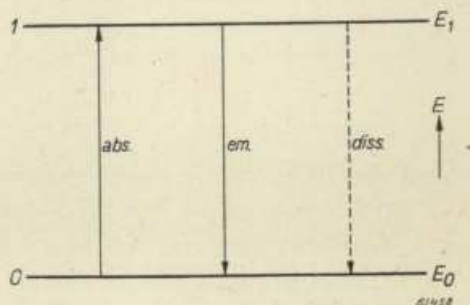


Fig. 1. Absorptie en emissie in het geval van een enkele aangeslagen toestand (I). Behalve de emissie (—) is ook een stralingloze overgang (---) aangegeven. E = energie.

⁴⁾ Er zij uitdrukkelijk op gewezen dat in dit artikel met „nalichten” alleen bedoeld wordt het, meestal kortstondige, nalichten van de fluorescentie, en niet de, meestal langdurige, fosforescentie, die door andere factoren beheerst wordt en o.a. op geheel andere wijze van de temperatuur afhangt.

De energie van het centrum neemt toe van E_0 tot E_I . Laat nu de mogelijkheid bestaan dat het centrum onder emissie van een foton naar de toestand 0 terugkeert. Is er geen andere mogelijkheid, dan is het quantumrendement gelijk aan 1: voor ieder geabsorbeerd foton wordt er een foton uitgezonden.

In fig. 1 is eenvoudigheidshalve aangenomen dat de energie van het uitgezonden foton gelijk is aan die van het geabsorbeerde. Dit is de boven reeds genoemde resonantie, die bij eenatomige gassen (bijv. natriumdamp) voorkomt.

In alle andere gevallen, dus bij moleculen en in het bijzonder bij vaste stoffen, is de situatie gewoonlijk ingewikkelder (zie fig. 2). Door absorptie van een foton gaat het centrum over in de toestand I. Meestal wordt deze absorptie onmiddellijk gevolgd door een stralingloze overgang naar een lager

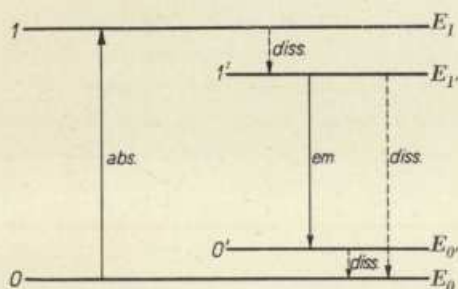


Fig. 2. Verklaring van het verschil in frequentie tussen emissie en absorptie in samengestelde systemen (moleculen in oplossing, en vaste stoffen: regel van Stokes). Stralingloze processen zijn weer met een stippellijn (---) aangeduid.

gelegen energietoestand I'. De toestanden I en I' kunnen bijvoorbeeld twee vibratietoestanden zijn, bij dezelfde elektronentoestand behorend. Het emissieproces zal zijn een overgang van de toestand I' naar de toestand O', die in het algemeen van 0 verschilt. De overgang O' → 0 volgt onmiddellijk hierop, wederom zonder straling.

De energiever verschillen $E_I - E_{I'}$ en $E_{O'} - E_0$ komen als vibratie-energie aan het kristalrooster ten goede. Als gevolg hiervan is het geëmitteerde quantum $h\nu_{em}$ kleiner dan het geabsorbeerde quantum $h\nu_{abs}$ ($\nu_{em} < \nu_{abs}$ of $\lambda_{em} > \lambda_{abs}$, regel van Stokes). Daardoor zal het energierendement dalen in de verhouding $\nu_{em} : \nu_{abs}$, ook indien ieder absorptieproces tot emissie van een foton leidt. Het quantumrendement blijft dan echter = 1.

Wij beschouwen nu het fluorescentieproces als functie van de tijd. Zij n het aantal centra in de toestand I en A het aantal per seconde geabsorbeerde fotonen. Zij verder voor een electron in de toestand I de kans op overgang naar de grondtoestand onder emissie van een foton in het tijdsinterval dt gelijk aan $\gamma_I dt$. Dan geldt voor n de betrekking:

$$dn = A dt - \gamma_I n dt,$$

of:

$$\frac{dn}{dt} = A - \gamma_I n. \quad (1)$$

Bij langdurige bestraling stelt zich een evenwicht

in, waarbij $dn/dt = 0$ en dus n constant ($= n_0$) is:

$$n_0 = A/\gamma_I.$$

Het aantal per tijdseenheid uitgezonden fotonen is dan $\gamma_I n_0 = A$, zoals vanzelf spreekt, daar het quantumrendement 1 bedraagt.

Laat men op zeker ogenblik de bestraling ophouden en telt men de tijd van dit ogenblik ($t = 0$) af, dan is (voor $t > 0$):

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma_I n. \quad (2)$$

en:

$$n = n_0 \exp(-\gamma_I t). \quad (3)$$

Het aantal uitgezonden fotonen per tijdseenheid bedraagt:

$$\gamma_I n = \gamma_I n_0 \exp(-\gamma_I t) = A \exp(-\gamma_I t). \quad (4)$$

Het fluorescentielicht neemt dus exponentieel met de tijd af en wel sneller naarmate γ_I groter is.

Dit geval vertoont veel analogie met het acoustische probleem van de nagalm⁵⁾ en verder met een groot aantal natuurkundige verschijnselen waaraan een met (2) analoge formule ten grondslag ligt. Met het oog op hetgeen volgt, noemen wij hiervan in het bijzonder het leeglekken van een condensator met capaciteit C en lading Q via een weerstand R , waarbij

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{CR}$$

en dus $Q = Q_0 \exp(-\delta t)$, met $\delta = 1/RC$. Een geschikte maat voor de nalichtduur, resp. in het geval van de condensator voor de leeglektijd, is de reciproke waarde van de in de exponentiële functie voorkomende constante (dus $1/\gamma_I$ resp. $1/\delta$), d.i. de tijd waarin de te bestuderen grootte tot op $1/e = 0,37$ van haar aanvankelijke waarde is afgenomen.

Laat ons nu aannemen dat behalve het fotonproces een dissipatieproces mogelijk is, waarbij een waarschijnlijkheid $\gamma_d dt$ bestaat dat een aangeslagen centrum zijn energie in het tijdsinterval dt stralingloos afgeeft aan het kristalrooster. Dan geldt bij constante bestraling:

$$\frac{dn}{dt} = A - (\gamma_I + \gamma_d) n. \quad (5)$$

In het stationnaire geval ($dn/dt = 0$) is het aantal aangeslagen centra thans $n_0' = A/(\gamma_I + \gamma_d)$ en het aantal per tijdseenheid uitgezonden fotonen:

$$\gamma_I n_0' = A \frac{\gamma_I}{\gamma_I + \gamma_d}.$$

⁵⁾ Zie W. Tak, Philips techn. T. 3, 82-88; 1946.

Het quantumrendement is nu blijkbaar:

$$\eta = \frac{\gamma_f}{\gamma_f + \gamma_d} = \frac{1}{1 + \gamma_d/\gamma_f} < 1.$$

Tegelijkertijd verandert ook de tijdwet waaraan het afnemen van het fluorescentielicht na beëindiging van de bestraling gehoorzaamt.

Immers, dan geldt:

$$\frac{dn}{dt} = -(\gamma_f + \gamma_d)n,$$

zodat

$$n = n_0' \exp [-(\gamma_f + \gamma_d)t].$$

Het aantal per tijdseenheid uitgezonden fotonen is:

$$\gamma_f n = \gamma_f n_0' \exp [-(\gamma_f + \gamma_d)t] = A\eta \exp(-\kappa t), \quad (6)$$

waarin $\kappa = \gamma_f + \gamma_d$.

De nalichtduur is nu $1/\kappa$, dus kleiner dan te voren. Heeft men de experimenteel te bepalen grootheden

kwiklamp met hoge druk, wordt door een kwarts-lens L_1 afgebeeld op de ingangsspleet van een kwartsmonochromator M . De uitgangsspleet van de monochromator, die dus ultraviolette straling van een bepaalde golflengte uitzendt, wordt door een tweede kwarts-lens L_2 afgebeeld op het praeparaat P . Dit bestaat uit een dun laagje van de te onderzoeken stof, dat is aangebracht op een metalen plaatje, dat naar keuze electrisch kan worden verhit of met behulp van een afkoelend bad op lage temperatuur kan worden gebracht. Het praeparaat is omgeven met een luchtledige ballon van kwarts om de temperatuur zo goed mogelijk constant te kunnen houden en om bij lage temperatuur condensatie van waterdamp op het praeparaat te voorkomen. Het fluorescentielicht wordt opgevangen door een holle spiegel Sp , en door deze via een filter F , dat het voor de opwekking van de fluorescentie dienende ultraviolette licht niet doorlaat, afgebeeld op een fotocel C . De invallende

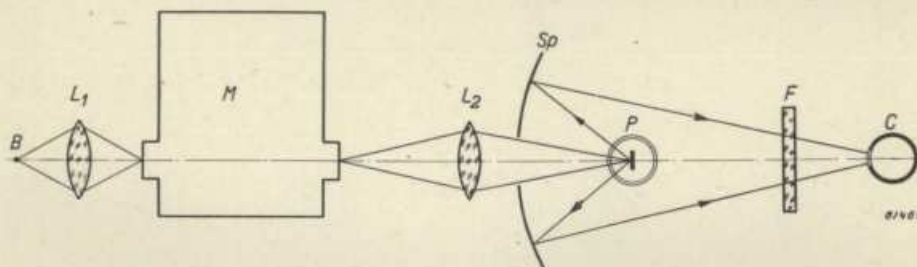


Fig. 3. Opstelling voor het meten van het rendement van de fluorescentie. B bron van ultraviolette straling, L_1 en L_2 kwartslenzen, M monochromator, Sp holle spiegel, P praeparaat, F filter, C fotocel.

η en κ gemeten, dan zijn daaruit de voor de theorie belangrijke grootheden γ_f en γ_d gemakkelijk te berekenen. Men vindt:

$$\gamma_f = \kappa \eta, \quad \dots \dots \dots (7)$$

$$\gamma_d = \kappa (1 - \eta). \quad \dots \dots \dots (8)$$

De boven gegeven beschouwingen zijn reeds geruime tijd geleden door Stern en Volmer toegepast op het geval van de fluorescentie van gasen en vloeistoffen. Hun toepassing op het geval van de fluorescentie van vaste stoffen is van betrekkelijk recente datum⁶⁾.

De meting van het rendement

De meting van het rendement geschiedt in een opstelling die in fig. 3 schematisch is weergegeven. Een bron B van ultraviolette stralen, bijv. een

straling wordt gemeten door P te vervangen door een plaatje van magnesiumoxyde, waarbij het filter F natuurlijk niet wordt gebruikt.

Met deze opstelling kan men gemakkelijk de intensiteit van het fluorescentielicht als functie van de temperatuur en die van de invallende ultraviolette straling meten, beide intensiteiten in relatieve maat. De verhouding van deze intensiteiten levert een grootheid die evenredig is met het rendement, het „relatieve rendement”. De bepaling van het rendement in absolute maat is veel moeilijker. In de meeste gevallen kan dit echter achterwege blijven en mag de maximale waarde van het quantumrendement eenvoudig gelijk aan 1 worden gesteld. In de informatie die men wenst, speelt de absolute waarde van het rendement een minder belangrijke rol dan de afhankelijkheid van het relatieve rendement van de temperatuur.

De moeilijkheid bij de bepaling van het absolute rendement spruit voort uit verschillende omstandigheden. Zo is het niet zeker dat de hoekverdeling van het fluorescentielicht dezelfde

⁶⁾ L. Brüninghaus, Ann. Physik (6) 2, 55-75, 1948. N. A. Tolstoj en P. P. Feofilov, Doklady Ak. Nauk 59, 235, 1948. K. H. Hellwege, Naturwissenschaften 31, 212-213, 1947. Zie ook de in ¹⁰⁾ aangehaalde artikelen.

zal zijn als die van het door het magnesiumoxyde-plaatje diffuus teruggekaatste licht. Verder moet men voor een absolute meting de fotocel vervangen door een bolometer, waarvan de gevoeligheid onafhankelijk is van de golflengte. Maar zelfs als men met dit alles rekening houdt, blijft er nog een element van onzekerheid bestaan, omdat een deel van de geabsorbeerde energie niet voor het te bestuderen proces wordt benut doch op andere wijze verloren gaat. Dit zal bijv. zeker het geval zijn als het praeparaat mechanisch vermengd is met een neutraal absorberend poeder (bijv. roetzwart), maar het kan ook bij een zuiver praeparaat voorkomen. Anderzijds zal een deel van het fluorescentielicht door absorptie in het praeparaat verloren gaan. In vele gevallen blijkt echter, indien men zo goed mogelijk rekening houdt met storende invloeden, dat in een aanzienlijk temperatuurgebied, en wel bij lage temperaturen, het gemeten quantumrendement van de bestudeerde processen de eenheid zeer nabij komt.

Meting van de nalichtduur

De vermindering van de intensiteit van de fluorescentie als functie van de tijd, na onderbreken van de bestraling, wordt gemeten in een opstelling volgens

wordt via de spiegel Sp_1 en de lens L_3 afgebeeld op de fotocel C_1 . Op de plaats waar de spiegel het beeld ontwerpt, staat een tweede schijf, S_2 , die met S_1 op dezelfde as a is bevestigd. Deze schijf bevat een smalle radiale spleet, die zo kan worden ingesteld dat het licht pas wordt doorgelaten op het moment waarop S_1 , na het begin van de onderbreking, over een hoek φ is gedraaid, dus op een tijdstip

$$t = \frac{\varphi}{2\pi} \cdot t_s,$$

waarbij t_s de omwentelingstijd van de schijven voorstelt. Elke keer dat de spleet de bundel passeert, wordt een lichtflits doorgelaten, die men afzonderlijk kan meten, bijv. met een kathodestraal-oscillograaf, of geïntegreerd over de tijd (dus als gelijkstroom) met een galvanometer met parallelgeschakelde condensator. Door φ te variëren, waar- toe S_2 ten opzichte van de as verstelbaar is ge-

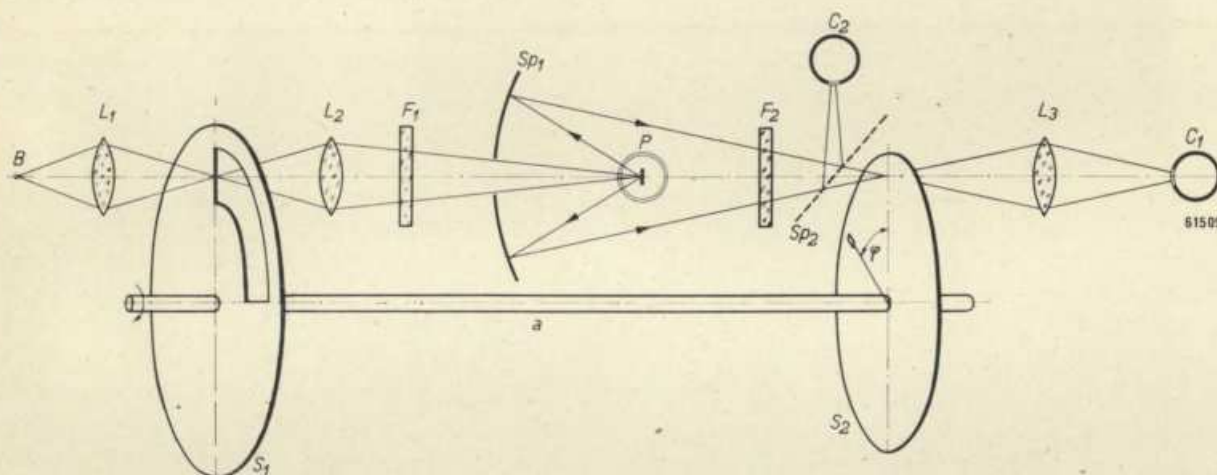


Fig. 4. Opstelling voor het meten van de nalichtduur van de fluorescentie. B bron van ultraviolette straling, L_1, L_2 kwartslenzen, L_3 glas- of kwartslenzen, P praeparaat, C_1, C_2 fotocellen, S_1, S_2 draaiende schijven op gemeenschappelijke as a , Sp_1 holle spiegel, Sp_2 vlakke spiegel, F_1, F_2 filters.

fig. 4, die in vele opzichten gelijk is op die van fig. 3, maar die voorzien is van draaiende schijven met openingen, zodat het geheel een sterke overeenkomst vertoont met de bekende fosforoscoop van Becquerel. Het licht van de bron B wordt nu via twee lenzen, L_1 en L_2 , afgebeeld op het praeparaat P . De monochromator is hierbij vervangen door een filter F_1 . De lens L_1 ontwerpt een beeld van B op de schijf S_1 , die is voorzien van een opening van 90° en die dus het licht gedurende $\frac{1}{4}$ van de omwentelingstijd doorlaat en gedurende $\frac{3}{4}$ van die tijd afsluit. In de figuur is het moment afgebeeld waarop de afsluiting juist plaats heeft en dus het nalichten begint. Het beeld van het strookje van het praeparaat P , dat fluoresceert,

maakt, kan men de intensiteit van het nalichten bestuderen als functie van t . In vele gevallen vindt men een tijdfunctie als in verg. (6), dus een intensiteit evenredig met $\exp(-\kappa t)$. Op bekende wijze zet men dan de logaritme van de gevonden intensiteiten als functie van t uit en bepaalt κ uit de helling van de door de meetpunten gelegde rechte lijn.

Een andere wijze om de intensiteit als functie van t te leren kennen, is dat men het van de holle spiegel afkomstige licht door middel van een tweede, vlakke, spiegel Sp_2 laat vallen op de fotocel C_2 , waarvan het signaal wordt toegevoerd aan een kathodestraal-oscillograaf, en wel aan het platenpaar dat voor de verticale afbuiging zorgt. Verbindt men het andere platenpaar met een lineaire

tijdbasis, dan ziet men op het scherm zowel de aangroeiing van de fluorescentie bij het begin van de bestraling als de afnemende na het beëindigen van de bestraling, welke beide tijdfuncties men op het scherm kan meten en bestuderen. Verloopt de afnemende van het fluorescentielicht volgens een exponentiële functie van de tijd, dan is het met deze methode ook mogelijk direct de tijdconstante κ te bepalen. Daartoe wordt het platenpaar dat de horizontale afbuiging veroorzaakt, verbonden met een condensator (capaciteit C), die periodiek wordt geladen en daarna ontladen via een weerstand R , en wel in het tempo van de omwenteling van S_1 . De horizontale afbuiging is nu evenredig met $\exp(-\delta t)$, waarbij $\delta = 1/RC$. Indien $\delta = \kappa$, hetgeen bereikt kan worden door R instelbaar te maken, ontstaat op het scherm een rechte lijn, in alle andere gevallen een gebogen lijn. Op deze wijze kan κ zeer snel worden gevonden⁷⁾.

Wij zullen in een bepaald, eenvoudig geval laten zien welk soort resultaten de gecombineerde rendements- en intensiteitsmetingen hebben opgeleverd. Als voorbeeld kiezen wij de fluorescentie van ammonium-uranylfluoride, $(\text{NH}_4)_3\text{UO}_2\text{F}_5$, bestraald met ultraviolet licht van de golflengte $\lambda = 3650 \text{ \AA}$. De fluorescentie van deze verbinding is te danken aan de UO_2 -groep. Absorptie- en emissiespectrum bestaan beide uit een groep smalle banden⁸⁾, de

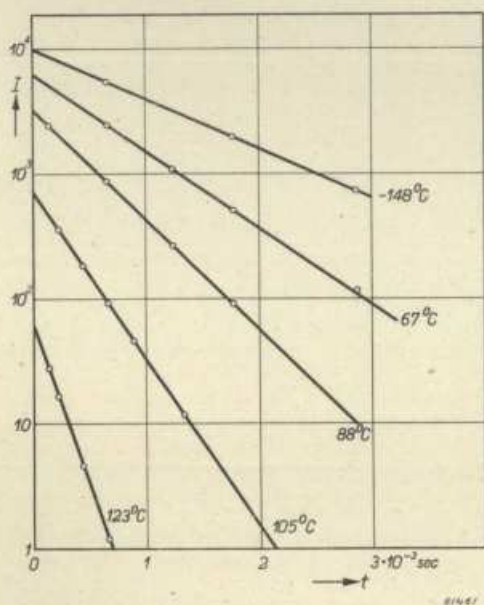


Fig. 5. Intensiteit van het fluorescentielicht, uitgezet op logaritmische schaal, als functie van de tijd na het onderbreken van de bestraling.

⁷⁾ Deze meetmethode vertoont veel overeenkomst met een ter bepaling van de acoustische nagalmtijd, die vroeger in dit tijdschrift is beschreven; zie het in noot ⁵⁾ aangehaalde artikel.

⁸⁾ Zie ook Philips techn. T. 3 (1938), blz. 135 en de noot op blz. 246.

emissiebanden met golflengten tussen $4700 \text{ \AA}$ en $6050 \text{ \AA}$. In fig. 5 is de logarithme van de intensiteit van het fluorescentielicht na het beëindigen van de bestraling als functie van t uitgezet voor een aantal temperaturen tussen -148°C en $+123^\circ\text{C}$. Men ziet dat een aantal rechte lijnen worden verkregen,

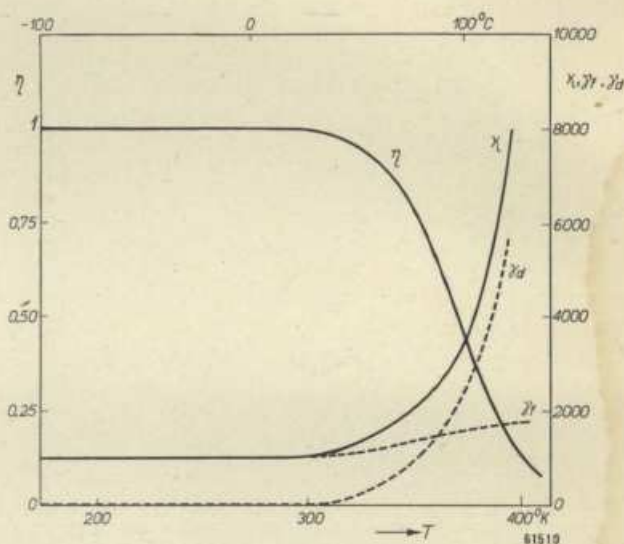


Fig. 6. Het rendement η en de reciproke nalichtduur κ voor ammonium-uranylfluoride als functie van de temperatuur T . Tevens zijn de grootheden γ_f en γ_d uitgezet.

hetgeen bewijst dat het afnemen geschiedt volgens de exponentiële wet $I_t = I_0 \exp(-\kappa t)$ en tevens dat κ met toenemende temperatuur toeneemt. In fig. 6 is κ als functie van de absolute temperatuur T uitgezet, tegelijk met het fluorescentierendement η . Daarbij is het rendement bij lage temperaturen om boven reeds vermelde redenen gelijkgesteld aan 1. Uit de waarden van κ en η zijn, volgens de formules (7) en (8), γ_f en γ_d berekend, welke grootheden eveneens in fig. 6 zijn aangegeven.

Discussie der metingen

Men ziet dat γ_f slechts weinig met T varieert en dus bij eerste benadering als een constante kan worden beschouwd. Daarentegen neemt de grootte γ_d , welke bij temperaturen beneden 20°C praktisch te verwaarlozen is, bij hogere temperaturen snel toe met T . Om de wetmatigheid van deze toeneming nader te onderzoeken, is in fig. 7 $\log \gamma_d$ als functie van $1/T$ uitgezet. Het blijkt dat het verloop van $\log \gamma_d$ binnen de waarnemingsfouten kan worden voorgesteld door de rechte lijn

$$\log \gamma_d = 12,48 - \frac{3510}{T}.$$

Men kan γ_d dus voorstellen door een exponentiële functie van de gedaante

$$\gamma_d = S \exp(-\varepsilon/kT), \dots (9)$$

waarin k de constante van Boltzmann voorstelt ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ joule/°K, $1/k = 11600$ °K/eV) en waarin $S = 3 \cdot 10^{12}$ en $\varepsilon = 0,7$ eV.

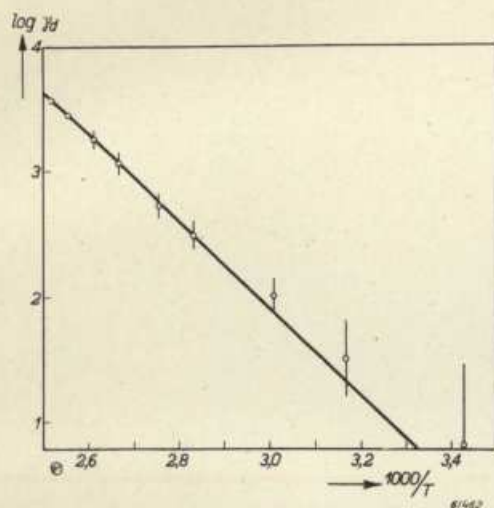


Fig. 7. De logarithme van de dissipatieconstante γ_d als functie van $1/T$ (T = absolute temperatuur). De verticale lijntjes geven de onnauwkeurigheid van de bepaling aan.

Dit wijst er op dat aan een centrum dat in een aangeslagen toestand verkeert, eerst nog een zekere extra energie ε (activeringsenergie) moet worden toegevoerd om de stralingloze omzetting van aanslagenergie in roosterenergie te doen plaats hebben. Deze voorstelling, die lang geleden reeds door Jablonsky is ingevoerd, is later door Mott en Gurney op het geval van vaste stoffen toegepast. Zij hebben het in werkelijkheid zeer gecompliceerde probleem sterk vereenvoudigd, door het grote aantal coördinaten, overeenkomend met de vele vrijheidsgraden van het centrum in het omringende kristalrooster, te vervangen door één fictieve coördinaat x .

In fig. 8 is de potentiële energie van het systeem: centrum + naaste omgeving (in het vervolg kortweg „centrum” genoemd), als functie van x uitgezet, zowel voor de grondtoestand als voor de aangeslagen toestand. Het minimum van de potentiaalkromme stelt telkens een evenwichtstoestand voor, waaromheen vibraties mogelijk zijn. Aangegeven zijn een aantal vibratietoestanden, zowel bij de grondtoestand als in de aangeslagen toestand. Verder zijn aangegeven de energieën $h\nu_{abs}$ en $h\nu_{em}$ van een geabsorbeerd en een geëmitteerd foton (men vergelijk de figuur met fig. 2). Na de aanslag $0 \rightarrow 1$ begeeft het centrum zich spoedig naar de toestand $1'$, waarbij de vibratie-energie aan het

omringende kristalrooster wordt afgegeven. Omgekeerd kan het centrum in de toestand $1'$ ook energie aan het kristalrooster ontfangen en daarbij in vibratie-energie toenemen. Wordt daarbij het punt 2 bereikt, dat ten opzichte van $1'$ een energieverval ε vertoont, dan kan gemakkelijk een zodanige verandering in de electronentoestand optreden dat het centrum van een oscillatie tussen 2 en $2'$ overgaat naar een toestand die tot de onderste potentiaalkromme behoort en een zeer hoge vibratietoestand van de grondtoestand voorstelt (oscillatie tussen 2 en $2'$). Deze vibratie-energie zal zich dan weer spoedig, ten gevolge van de koppeling tussen de vibraties met de rest van het rooster, die in dit model niet tot uiting komt, over het gehele kristalrooster verdelen, zodat de toestand 0 wordt bereikt zonder dat uitzending van een foton heeft plaats gehad. Aangezien de kans om, uitgaande van de toestand $1'$, de toestand 2 te bereiken, evenredig is met $\exp(-\varepsilon/kT)$, is hiermede formule (9) theoretisch gemotiveerd en de fysische betekenis van de „activeringsenergie” ε opgehelderd.

Een gedrag als hier beschreven voor het uranyl-zout, is ook gevonden in een groot aantal andere gevallen. Wij noemen er twee waarbij een mangaan-ion als fluorescentiecentrum optreedt, nl. Mg_2TiO_4 geactiveerd met Mn, dat hierin als vierwaardig ion (Mn^{4+}) aanwezig is, en het bekende willemiet ($Zn_2SiO_4 \cdot Mn_2SiO_4$), waarbij Mn als tweewaardig ion (Mn^{2+}) optreedt.

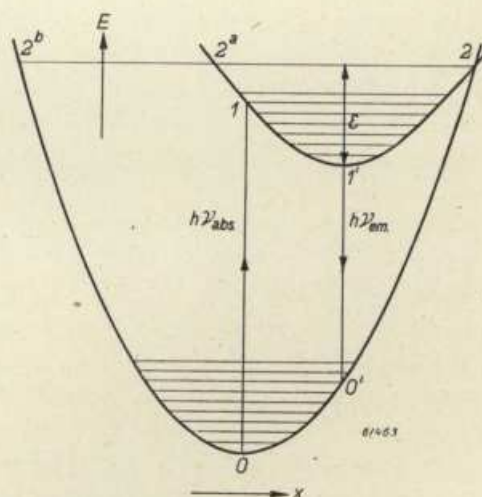


Fig. 8. Ter toelichting van de theorie van de doping bij vaste stoffen volgens Mott en Gurney.

Wij willen nu nog in het kort enkele gevallen van fluorescentie van vaste stoffen bespreken waarbij het gedrag ingewikkelder is dan met het boven gegeven theoretische schema kan worden beschreven.

Gecompliceerde fluorescentiemechanismen

Ten einde een inzicht te geven in meer gecompliceerde gevallen van fluorescentie, laten wij weer een theoretische beschouwing voorafgaan. Laat (fig. 9) naast de grondtoestand (0) twee aangeslagen toestanden (1) en (2) aanwezig zijn, corresponderend met de energieën E_1 en E_2 ($E_2 > E_1$). Laat verder door absorptie van een foton een electron in de toestand 2 komen. Wij nemen nu aan dat er overgangen mogelijk zijn van 2 naar 0, van 2 naar 1 en van 1 naar 0. Iedere overgang kan, hetzij onder emissie van een foton, hetzij stralingloos geschieden. De waarschijnlijkheid van deze processen in een tijdinterval dt zij:

	met straling	stralingloos
$2 \rightarrow 0$	$\alpha_t dt$	$\alpha_d dt$
$2 \rightarrow 1$	$\beta_t dt$	$\beta_d dt$
$1 \rightarrow 0$	$\gamma_t dt$	$\gamma_d dt$

In vele gevallen worden de stralingen behorende bij α_t en β_t niet gevonden, met andere woorden α_t en β_t zijn nul of althans $\alpha_d \gg \alpha_t$, $\beta_d \gg \beta_t$. In de vereenvoudigde onderstelling dat dit het geval is, vindt men voor het rendement van de fluorescentie (overgang $1 \rightarrow 0$):

$$\eta = \frac{\beta_d}{\alpha_d + \beta_d} \cdot \frac{\gamma_t}{\gamma_t + \gamma_d} \cdot \dots \quad (10)$$

Indien nu, zoals veelal het geval is, γ_t klein is vergeleken met α_d en β_d , is op eenvoudige wijze af te leiden dat α_d en β_d geen invloed hebben op het afnemen van het fluorescentielicht na onderbreking van de bestraling, doch dat een groter worden van γ_d dit afnemen versnelt. Dit opent de mogelijkheid om, indien bij dergelijke systemen een vermindering van het rendement geconstateerd wordt, na te gaan aan welk niveau het storende stralingloze proces aangrijpt. Wordt nl. gevonden dat bij toenemende doving (afnemende waarde van η) tegelijk de nalichtduur afneemt, dan is de doving veroorzaakt door γ_d ; is dit niet het geval, dan ligt de oorzaak in de verhouding α_d/β_d . Van beide mogelijkheden zijn experimenteel voorbeelden gevonden. Ook zijn systemen bekend waarbij beide invloeden tegelijk werkzaam zijn.

Uit formule (10) blijkt dat het rendement wordt bepaald niet alleen door de verhouding γ_d/γ_t maar ook door die van α_d tot β_d . Indien α_d en β_d op verschillende wijze met de temperatuur toenemen, is het heel goed mogelijk dat aanvankelijk, namelijk voordat γ_d zijn invloed doet gelden, het rendement stijgt met toenemende temperatuur. In de inleiding is reeds op deze mogelijkheid gewezen.

Het vorige is ook nog van toepassing op het geval waarin toestand 2 niet tot het centrum als zodanig behoort maar een aangeslagen toestand van het kristalrooster voorstelt. Het vertoeven in de toestand 2 betekent dan dat een electron zich door het rooster beweegt, evenals de positieve lading (lege plaats) die na het verwijderen van het

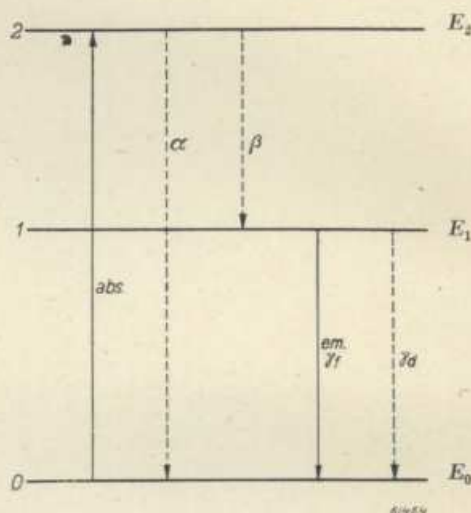


Fig. 9. Systeem met twee aangeslagen toestanden (1 en 2). Aangegeven is de overgang door absorptie naar toestand 2, alsmede de overgang $1 \rightarrow 0$ onder straling, en diverse stralingloze overgangen (— — —).

electron uit een roosterion is overgebleven (zie bijv. het in ²⁾ aangehaalde artikel). Voor de overgang van de toestand 2 naar de toestand 1 is nu nodig dat electron en positieve lading elkaar ontmoeten in de nabijheid van een centrum, waarbij van de energie $E_2 - E_0$ een deel $E_1 - E_0$ aan het centrum wordt overgedragen, terwijl de rest ($E_2 - E_1$) aan het rooster ten goede komt. Het aantal van deze overgangen per tijdseenheid is evenredig met het product van de concentraties van aangeslagen electronen en lege plaatsen, dus met het kwadraat van het aantal n_2 van de electronen in de toestand 2, in tegenstelling met de boven beschouwde gevallen, waarbij het aantal overgangen steeds evenredig was met de eerste macht van het aantal electronen in de betrokken toestand. Het belangrijkste gevolg hiervan is dat, indien een dergelijk „bimoleculair” proces het verloop van de fluorescentie als functie van de tijd tijdens het nalichten beheerst, dit verloop niet meer exponentieel is maar „hyperbolisch”, dwz. voor grote waarden van t daalt de intensiteit evenredig ⁹⁾ met $1/t^2$.

Indien in dit geval, behalve de overgang die tot fluorescentie leidt, een doofproces aanwezig is dat

⁹⁾ Vergelijk Philips techn. T. 3, 245-251, 1938 (speciaal blz. 251).

eveneens door een „bimoleculair” proces (recombinatie van electronen en lege plaatsen) wordt bepaald, dan zal voor het rendement weder een uitdrukking worden gevonden van de gedaante:

$$\eta = \frac{\beta}{\alpha + \beta} \cdot \frac{\gamma_t}{\gamma_t + \gamma_d}$$

Hierin is β de coëfficiënt die de overgang van de toestand 2 naar de toestand 1 bepaalt en α een dergelijke coëfficiënt voor het doofproces $2 \rightarrow 0$.

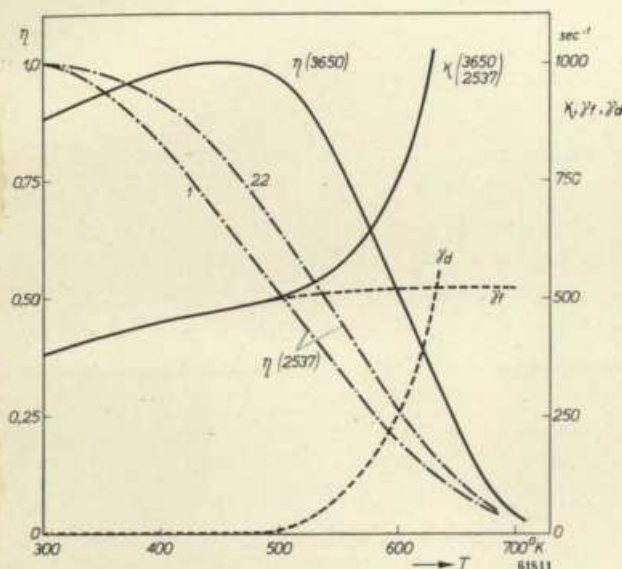


Fig. 10. Het rendement η en de grootheden χ , γ_t en γ_d voor willemiet met 5% Mn als functie van de temperatuur T , bij bestraling met λ 3650 Å en λ 2537 Å, in het laatste geval bij twee intensiteiten, die zich verhouden als 1 : 22.

Nog ingewikkelder is het geval waarin weliswaar de stralingloze overgang van 2 naar 1 „bimoleculair”, dwz. evenredig met n_2^2 is, maar het concurrerende proces, de stralingloze overgang $2 \rightarrow 0$, „monomoleculair” d.i. evenredig met de eerste macht van n_2 . Het is duidelijk dat dan de concurrentie tussen beide processen afhankelijk is van de waarde van n_2 . Men zal in dit geval constateren dat het rendement afhankelijk is van de intensiteit der bestraling.

Een dergelijk gedrag is inderdaad gevonden bij willemiet ($\text{Zn}_2\text{SiO}_4\text{-Mn}_2\text{SiO}_4$): een praeparaat dat bijv. 5% mangaan bevat, kan tot fluorescentie

worden gebracht door bestraling met $\lambda = 3650$ Å, welke golflengte selectief door de Mn-ionen wordt geabsorbeerd. De fluorescentie verloopt tijdens het nalichten exponentieel met de tijd, de daling van het rendement met toenemende temperatuur begint in het punt waar ook de nalichtduur begint af te nemen. Evenals is uiteengezet voor het geval van het uranylzout, kan men hier γ_t en γ_d bepalen ($S = 8,7 \cdot 10^9$, $\varepsilon = 0,89$ eV). Bestraalt men echter met $\lambda = 2537$ Å, behorende tot het gebied van de roosterabsorptie, dan blijft het gedrag van het nalichten hetzelfde, maar de daling van het rendement zet reeds bij lagere temperaturen in en wel eerder naarmate de bestralende intensiteit kleiner is (fig. 10). Iets dergelijks wordt gevonden voor willemiet dat, behalve bijv. 1% Mn_2SiO_4 , nog een zeer kleine hoeveelheid (0,1%) Fe_2SiO_4 bevat, waarbij de ijzer-ionen als dovers fungeren.

Wij willen hier met deze korte aanduidingen over dit ingewikkelde geval volstaan. Voor een uitvoerige behandeling zij verwezen naar de oorspronkelijke publicaties over het desbetreffende onderzoek¹⁰⁾.

¹⁰⁾ F. A. Kröger, W. Hoogenstraaten, M. Bottema en Th. P. J. Botden, The influence of temperature quenching on the decay of fluorescence, *Physica* **14**, 80-96, 1948.

F. A. Kröger en W. Hoogenstraaten, Decay and quenching of fluorescence in willemite, *Physica* **14**, 425-441, 1948.

W. Hoogenstraaten en F. A. Kröger, The intensity dependence of the efficiency of fluorescence of willemite phosphors, *Physica* **15**, 541-556, 1949 (No. 5/6).

Voor oudere literatuur, speciaal op het gebied van de fluorescentie van gassen en vloeistoffen, zij verwezen naar: P. Pringsheim, Fluorescence and phosphorescence, Interscience P.C., New York 1949.

Samenvatting. Uiteengezet wordt dat het rendement der fluorescentie van allerlei stoffen wordt beïnvloed door dissipatieve processen, die tot doving van de fluorescentie aanleiding kunnen geven. Voor een eenvoudig geval wordt eerst behandeld het verband dat bestaan moet tussen de bij toenemende temperatuur toenemende doving en de gelijktijdige afneming van de nalichtduur. Meetmethoden ter bepaling van het rendement en van de nalichtduur worden in het kort besproken en de meetresultaten voor eenvoudige gevallen worden vergeleken met de theorie. Ten slotte wordt geschetst welke complicaties in meer ingewikkelde gevallen kunnen optreden en worden ook voorbeelden genoemd van gevallen waarbij het rendement, behalve van de temperatuur, afhangt van de intensiteit der bestraling.

EEN MEETOPSTELLING VOOR GOLFPIJPSYSTEMEN

door A. E. PANNENBORG.

621.392.26; 621.317.3

In installaties voor het opwekken en ontvangen van microgolven worden voor het transport van de ultra-hoogfrequente energie golfpijpen toegepast. Aan de constructie van zulke golfpijpsystemen en de bijbehorende apparatuur worden eisen gesteld die geheel afwijken van die welke men ontmoet in zend- of ontvanginstallaties voor langere golven. Speciale meetopstellingen zijn nodig om na te gaan of in een bepaald systeem goed aan deze eisen voldaan is.

Inleiding

Het spectrum der electromagnetische trillingen kunnen wij verdelen in twee gebieden. In het eerste gebied, dat wij het optische gebied willen noemen, behoren alle trillingen thuis die een golflengte hebben kleiner dan ongeveer 0,01 mm; in het tweede gebied, het elektrische gebied, liggen de trillingen met golflengten groter dan ongeveer 1 mm. Trillingen met tussenliggende golflengten spelen tot nu toe in praktische toepassingen geen rol. (De grenzen die wij hier aangegeven hebben kunnen niet scherp gedefinieerd worden, maar moeten slechts als grootte-orden worden opgevat.) Het kortgolfige einde van het elektrische gebied, het zg. microgolfgebied, met golflengten tussen 1 mm en ca 30 cm, kan in zekere zin als een overgangsgebied worden beschouwd. Het is dit gedeelte van het spectrum waarmee wij ons in dit artikel zullen bezighouden.

De ontwikkeling van de microgolftechniek is gedurende het laatste decennium met sprongen vooruitgegaan; de toepassing ervan in radar- en aanverwante apparaturen heeft algemene bekendheid verworven. Daar de golflengte van microgolven vergelijkbaar is met de afmetingen van de onderdelen van een normale elektrische apparatuur (condensatoren, spoelen enz.) zoals die bij langere golven algemeen worden gebruikt, kunnen wij deze onderdelen in een radarinstallatie niet meer toepassen, doch moeten wij onze toevlucht nemen tot onderdelen van een geheel andere aard. Ook kan men de microgolffenergie niet over een normale tweedraads-transmissielijn transporteren, daar dan de verliezen ten gevolge van de straling te groot zijn, maar moeten coaxiale kabels (concentrische Lecherleidingen) of golfpijpen worden toegepast. De theorie van de voortplanting van electromagnetische golven door dergelijke kanalen is bekend. Het blijkt dat een coaxiale kabel slechts dan op een gunstige wijze microgolffenergie kan transporteren, wanneer de halve som van de omtrek van binnen- en buitengeleider kleiner is dan de golflengte der

trilling. Voor golflengten groter dan 10 cm is de coaxiale kabel zeer geschikt. Voor kleinere golflengten echter, wanneer bovendien — zoals in radarinstallaties — het te transporteren vermogen groot is (soms zelfs tot enkele megawatt in de pieken), gebruikt men met voordeel golfpijpen; deze kunnen een veel groter vermogen verwerken voordat overslag in de pijp optreedt dan de (bij cm-golven zeer nauwe) coaxiale kabels, en hebben bovendien in dit gebied redelijke dwarsafmetingen, van de orde van de golflengte der trilling.

Bij het gebruik van golfpijpen als transmissielijnen komen allerlei problemen naar voren. Om er enkele te noemen: de wijze waarop de energie aan een golfpijp moet worden afgegeven en aan het andere einde weer ontnomen, de invloed van bochten en vertakkingen, alsmede van obstakels in de pijp op het electromagnetische veld, de aanpassing van de verschillende delen van een golfpijpsysteem aan elkaar, enz. Teneinde te illustreren dat bovengenoemde problemen in de praktijk van groot belang zijn, is in fig. 1 een schematische voorstelling van het hoogfrequent-gedeelte van een radarinstallatie gegeven; duidelijk zijn de bochten, koppelingen enz. te zien die hierin voorkomen.

Voor het onderzoek naar de eigenschappen van deze obstakels, bochten enz. zijn metingen nodig. Speciaal metingen van de reflecterende eigenschappen zijn van belang, daar reflecties in een golfpijpsysteem, zoals wij nog zullen zien, in het algemeen vermeden moeten worden. Over deze metingen zal dit artikel handelen; uit de aard der zaak kan slechts een beperkt gedeelte van de omvangrijke meettechniek ter sprake komen. Voor een dieper gaande behandeling wordt de lezer verwezen naar de uitgebreide literatuur die over dit onderwerp bestaat ¹⁾.

¹⁾ Zie bijv. C. G. Montgomery, Technique of microwave measurements, Radiation Laboratory Series 11, Mc Graw Hill Book Co., New York, 1947, en J. G. H. Huxley, A survey of the principles and practice of wave guides, Cambridge University Press, 1947.

Alvorens wij de meettechniek beschrijven, zullen wij een kort overzicht geven van de noodzakelijke theorie der golfpijpen. Vollediger is deze theorie reeds behandeld in twee eerder in dit tijdschrift verschenen artikelen²⁾.

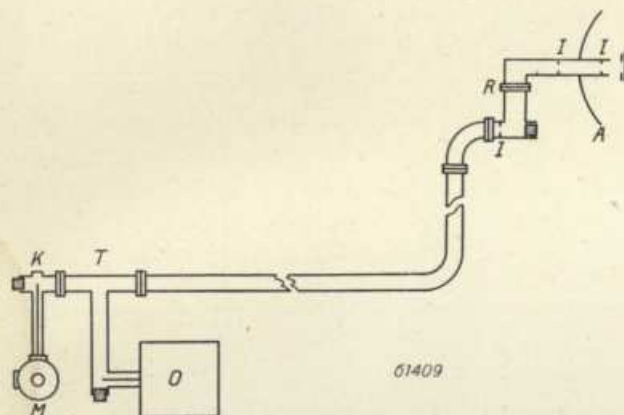


Fig. 1. Schets van het hoogfrequent-gedeelte van een radar-installatie. De door het magnetron *M* opgewekte trillingen worden met behulp van een coaxiale kabel en een koppeling *K* in de golfpijp gebracht, die ze naar de antenne *A* leidt, waar ze de ruimte in worden gestraald. Deze antenne dient eveneens voor de ontvangst van de, bijv. aan een vliegtuig, gereflecteerde signalen, welke door dezelfde golfpijp de ontvanger *O* kunnen bereiken. Deze is via een aftakking *T* op de golfpijp aangesloten. De antenne is draaibaar opgesteld met behulp van een roterende koppeling *R*. Om voor een juiste aanpassing zorg te kunnen dragen, zijn in de golfpijp enkele diafragma's of irissen *I* opgenomen.

Voortplanting van golven in golfpijpen

Wij zullen ons in het volgende beperken tot rechthoekige golfpijpen, met zijden *a* en *b*, waar $b < a$. Zoals in I is beschreven, kunnen zich door zo'n golfpijp electromagnetische golven van verschillende soort voortplanten. Men onderscheidt transversaal elektrische golven van diverse orden (TE_{mn} -golven) en transversaal magnetische golven van diverse orden (TM_{mn} -golven). Het blijkt dat een TE_{mn} -golf (wij beperken ons tot TE -golven) zich slechts dan door de pijp kan voortplanten, wanneer voldaan is aan de volgende relatie tussen de golflengte λ en de afmetingen van de pijp:

$$\frac{1}{\lambda} > \frac{1}{\lambda_{kr}} = \sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2}; \quad \dots (1)$$

λ_{kr} noemen wij de kritische golflengte voor de TE_{mn} -golf.

Uit formule (1) volgt direct dat de grootste kritische golflengte gegeven is door $\lambda_{kr} = 2a$, behorende bij een TE_{10} -golf, terwijl de op een

na grootste kritische golflengte gegeven is door $\lambda_{kr} = 2b$ (TE_{01} -golf) of $\lambda_{kr} = a$ (TE_{20} -golf).

Het is gewenst dat de golven in een pijp zich slechts op één wijze kunnen voortplanten, daar de reflecterende eigenschappen van bijv. een obstakel voor elke trillingswijze anders zijn. Wij kiezen daarom de afmetingen van de pijp zo, dat de golflengte van de trilling ligt tussen de grootste en de op een na grootste kritische golflengte. Dit wil zeggen, dat wij alleen TE_{10} -golven in de pijp toelaten. De beschikbare bandbreedte kunnen wij zo groot mogelijk maken door $b < \frac{1}{2}a$ te kiezen, zij wordt dan bepaald door de afmeting van de brede zijde *a*: alle microgolven waarvan de golflengte λ voldoet aan de ongelijkheid $a < \lambda < 2a$ kunnen zich dan als TE_{10} -golf door de pijp voortplanten.

Golven met grotere golflengte kunnen niet in de pijp doordringen, want zij gaan direct bij het binnentreden over in een (loodrecht op de as) staande golf, waarvan de amplitude langs de as van de pijp exponentieel afneemt. Ook bij de voortplanting van golven binnen de toegelaten frequentieband treedt enige demping op, ten gevolge van de door de oppervlaktestromen in de wand van de pijp ontwikkelde warmte. Deze demping is des te groter naarmate de golflengte dichter bij de grootste kritische golflengte ligt. Het komt er daardoor in de praktijk op neer dat slechts het golflengtegebied $a < \lambda < 1,6 a$ bruikbaar is. Zie ook I, blz. 25 en 26.

De formules die het electromagnetische veld van een TE_{10} -golf in een rechthoekige golfpijp beschrijven, luiden (zie I, blz. 25):

$$E_y = A \sin \frac{\pi x}{a} e^{2\pi j \varphi},$$

$$H_x = A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \sin \frac{\pi x}{a} e^{2\pi j \varphi},$$

$$H_z = A \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\lambda}{2a} \cos \frac{\pi x}{a} e^{2\pi j (\varphi - \lambda/4)},$$

$$E_x = E_z = H_y = 0,$$

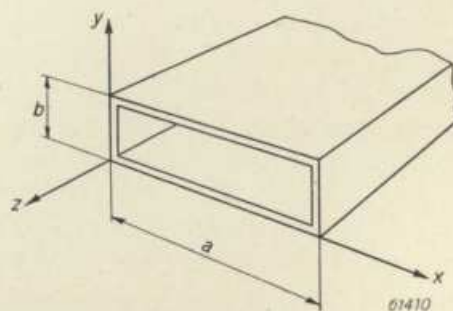


Fig. 2. Schets van een rechthoekige golfpijp met zijden *a* en *b* ($a > b$). Het coördinatensysteem dat bij de berekeningen in dit artikel gebruikt wordt is in de figuur aangegeven. Voor deze berekeningen komt het op de binnen-afmetingen aan; de wand is daar oneindig dun gedacht.

²⁾ W. Opechowski, De theorie der electromagnetische golven in golfpijpen, I, Philips techn. T. 10, 14-26, 1948, en II, Philips techn. T. 10, 46-54, 1948. Deze artikelen zullen in het vervolg als I resp. II worden aangeduid.

waarin

$$\varphi = \frac{c}{\lambda} \left\{ t - \frac{z}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2} \right\}.$$

In deze formules stellen ϵ_0 en μ_0 respectievelijk de diëlectriciteitsconstante en de magnetische permeabiliteit van het vacuum, λ de golflengte van de trilling in de lege ruimte, c de lichtsnelheid en A een willekeurige constante voor.

Het coördinatenstelsel is zo gekozen dat de z -as evenwijdig is met de lengte-richting van de golfpijp, de x -as evenwijdig met de zijde a en de y -as evenwijdig met de zijde b van de doorsnede (fig. 2).

Wij zien uit bovenstaande formules dat de z -afhankelijkheid van de golf gegeven is door de factor $\exp(-2\pi jz / \sqrt{1/\lambda^2 - (1/2a)^2})$. Dit betekent dat

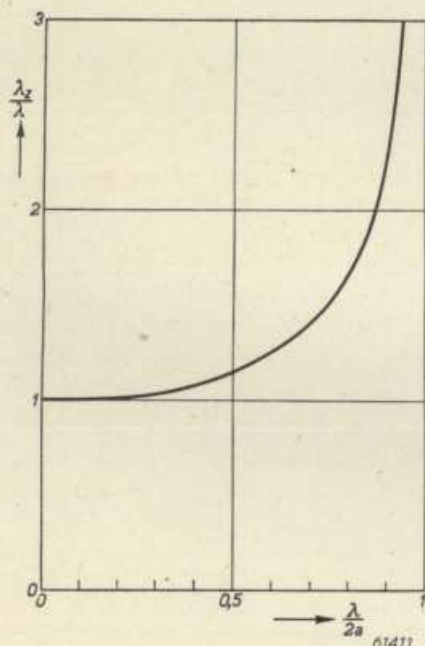


Fig. 3. De golflengte λ_z waarmee een trilling zich in een golfpijp van breedte a voortplant, gedeeld door de golflengte λ van de oscillaties zoals die door de generator worden opgewekt, uitgezet als functie van de verhouding $\lambda/2a$. Het blijkt dat λ_z gemakkelijk 2 maal zo groot als λ kan zijn.

de golflengte λ_z waarmee de trilling zich in de pijp voortplant niet gelijk is aan λ , maar gegeven wordt door de formule:

$$\frac{1}{\lambda_z} = \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{(2a)^2}} \quad \dots \quad (2)$$

In fig. 3 is λ_z/λ uitgezet als functie van $\lambda/2a$. Wij zien dat λ_z gemakkelijk 2 maal zo groot als λ kan zijn.

In fig. 4a is het verloop van de magnetische krachtlijnen bij een TE_{10} -golf in een rechthoekige golfpijp getekend; de betekenis van λ_z komt hier duidelijk naar voren. De elektrische krachtlijnen

staan in deze figuur loodrecht op het vlak van tekening, de intensiteit van het elektrische veld varieert over de breedte van de golfpijp zoals in fig. 4b is aangegeven. Het systeem van oppervlaktestromen op de wanden van de golfpijp ten slotte is getekend in fig. 4c.

Het optreden van staande golven

Wanneer een golfpijp een obstakel bevat, bijvoorbeeld in de vorm van een schot of een plotselinge vernauwing, dan zal aan dit obstakel de golf

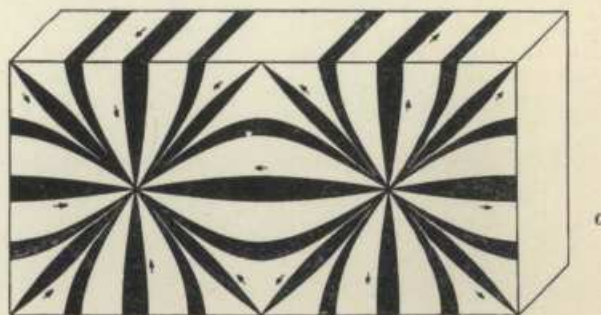
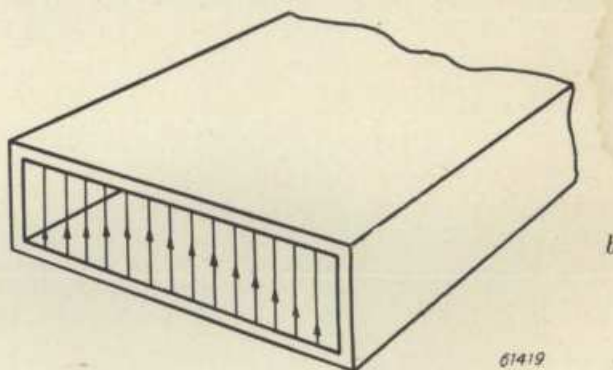
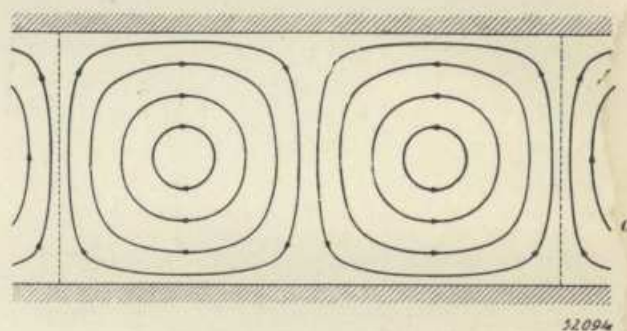


Fig. 4. a) Verloop der magnetische krachtlijnen bij een TE_{10} -golf in een rechthoekige golfpijp. Deze figuur stelt een „momentopname” voor van een doorsnede evenwijdig aan de brede wanden, en dus ook evenwijdig aan de voortplantingsrichting van de golf. De golflengte waarmee de trilling zich in de pijp voortplant, λ_z , is gelijk aan de afstand tussen de twee gestippelde verticale lijnen.

b) Verloop van de sterkte van het elektrische veld bij een TE_{10} -golf in een rechthoekige golfpijp. De krachtlijnen staan alle loodrecht op de brede wand.

c) De dichtheidsverdeling van de oppervlaktestroom op de wanden van een rechthoekige golfpijp waarin zich een TE_{10} -golf voortplant. De breedte van de stroomlijnen is evenredig met de stroomdichtheid (momentopname).

gereflecteerd worden. Dit zal eveneens het geval kunnen zijn aan het einde van de golfpijp, daar waar ze bijvoorbeeld in de antenne overgaat, of waar de pijp een bocht maakt.

Om een idee van de invloed van zulke obstakels te verkrijgen, is het nuttig gebruik te maken van de overeenkomst die er bestaat tussen een golfpijp waarin zich bijv. alleen de TE_{10} -golf kan voortplanten, en een Lechersysteem. In de theorie van de Lechersystemen worden spanning en stroom als de fundamentele grootheden beschouwd. Deze grootheden kunnen bij een golfpijp niet meer ondubbelzinnig gedefinieerd worden. Men kan echter in Lechersystemen evenals in golfpijpen van reflecties spreken. Reflecties in een Lecher-systeem zullen in het algemeen optreden als het systeem met de een of andere impedantie wordt afgesloten. De invloed van een impedantie Z op de stromen en spanningen in een Lechersysteem kan als volgt worden afgeleid³⁾.

Zoals bekend, kan men in een Lecherleiding de spanning en de stroom op een bepaalde plaats z in het systeem (fig. 5) beschrijven door:

$$V(z) = \{Ae^{+j\gamma z} + Be^{-j\gamma z}\} e^{j\omega t},$$

$$I(z) = \left\{ \frac{A}{\zeta} e^{+j\gamma z} - \frac{B}{\zeta} e^{-j\gamma z} \right\} e^{j\omega t},$$

waarbij A en B van z en t onafhankelijke constanten zijn; γ is de zg. voortplantingsconstante. De grootte ζ wordt de golfimpedantie van het systeem genoemd.

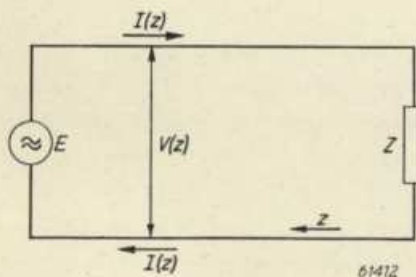


Fig. 5. Lechersysteem, enerzijds afgesloten door een impedantie Z , anderzijds aangesloten op de hoogfrequente spanningsbron E . Op een afstand z van het rechteruiteinde zijn spanning en stroom respectievelijk $V(z)$ en $I(z)$.

Wij zullen in het vervolg de tijdfactor $e^{j\omega t}$ weglaten, daar deze niet essentieel is voor onze beschouwingen.

Ter plaatse van de afsluitimpedantie Z ($z = 0$), geldt:

$$V(0) = A + B \text{ en } I(0) = \frac{A}{\zeta} - \frac{B}{\zeta},$$

³⁾ Vgl. J. M. v. Hofweegen, Impedantiemetingen met een niet afgestemd Lechersysteem, Philips techn. T. 8, 280-288, 1946.

en dus is

$$Z = \frac{V(0)}{I(0)} = \frac{A + B}{A - B} \zeta \dots \dots \dots (3)$$

Hieruit volgt:

$$\frac{B}{A} = \frac{Z - \zeta}{Z + \zeta} = f \dots \dots \dots (4)$$

en voor het verloop van de spanning geldt dus:

$$V(z) = A \left\{ e^{+j\gamma z} + \frac{Z - \zeta}{Z + \zeta} e^{-j\gamma z} \right\} = A \left\{ e^{+j\gamma z} + f e^{-j\gamma z} \right\} \dots \dots (5)$$

In deze formule kunnen we de eerste term tussen accoladen opvatten als een naar rechts lopende golf, en de tweede term als een naar links lopende golf, die wij ons ontstaan kunnen denken door reflectie van de naar rechts lopende golf aan de impedantie Z . De mate van reflectie wordt bepaald door de verhouding

$$f = \frac{\frac{Z}{\zeta} - 1}{\frac{Z}{\zeta} + 1}; \dots \dots \dots (6)$$

f noemt men de reflectiefactor; in het algemeen is het een complexe grootheid.

Door superpositie van de naar rechts en de naar links lopende golf zullen staande golven optreden. Op afstanden die een kwart golflengte van elkaar liggen bevinden zich afwisselend spanningsmaxima en -minima. Deze maxima en minima worden gegeven door de uiterste waarden van (5), en zijn respectievelijk:

$$V_{\max} = |A| \{1 + |f|\} \text{ en}$$

$$V_{\min} = |A| \{1 - |f|\},$$

zodat de verhouding van de maximale tot de minimale spanning, welke verhouding aangeeft in welke mate de resulterende golf het karakter van een staande golf heeft, bepaald wordt door de grootheid

$$r = \frac{1 + |f|}{1 - |f|} \dots \dots \dots (7)$$

Wij zullen r de staande-golfverhouding voor de impedantie Z noemen. Door de staande-golfverhouding te meten, hetgeen op eenvoudige wijze kan geschieden (zie het in noot³⁾ geciteerde artikel) kan dus de absolute waarde van de reflectiefactor bepaald worden. Het argument van f , dit is een maat voor de faseverschuiving die het gevolg is van de reflectie, kunnen wij vinden uit de afstand van de plaats waar de impedantie Z op

het Lechersysteem is aangesloten tot het eerste spanningsminimum, zoals in het reeds meermalen genoemde artikel³⁾ is beschreven.

Keren wij nu terug naar onze rechthoekige golfpijp. Een obstakel in de pijp zal tot gevolg hebben dat in de onmiddellijke nabijheid ervan een zeer ingewikkelde trillingstoestand ontstaat, die men kan opvatten als een superpositie van alle oneindig vele trillingswijzen van de pijp. Daar alleen de TE_{10} -golven zich vrijwel ongehinderd door de pijp kunnen voortplanten, zullen we op enige afstand voor het obstakel slechts de oorspronkelijke golf en een gereflecteerde golf aantreffen. Door superpositie van deze twee golven zullen weer staande golven ontstaan. Wij kunnen nu, geheel in analogie met het boven behandelde, weer een reflectiefactor f

Voor een niet reflecterend obstakel vinden wij $f = 0$, dus $r = 1$, voor een volkomen reflecterend obstakel is $|f| = 1$, dus $r = \infty$.

Het is van groot belang dat de staande-golfverhouding in een systeem zo klein mogelijk wordt gehouden. Wanneer nl. in een radarinstallatie reflecties optreden, zullen deze terugwerken op het oscillerende magnetron, en tot gevolg kunnen hebben dat de stabiliteit hiervan verstoord kan worden. Bovendien zal, hoewel bij een staande-golfverhouding van bijv. 1,5 de energie-reflectie aan een obstakel nog zeer klein is (ongeveer 4 % = 0,3 db), het maximale vermogen dat door de pijp kan worden gestuurd zonder dat doorslag optreedt reeds 20 % lager zijn dan bij een staande-golfverhouding $r = 1$.

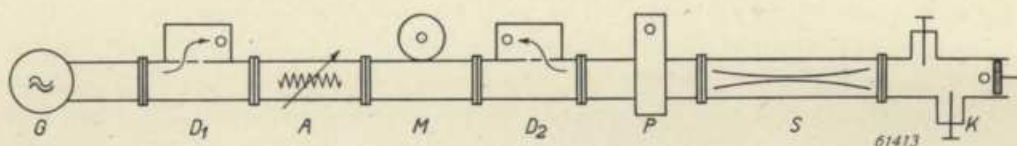


Fig. 6. Schema van de opstelling voor het meten van staande-golfverhoudingen. G generator van de microgolven, D_1 en D_2 richtkoppelingen, A verzwakker, S gespleten golfpijp waarlangs een (hier niet getekende) sonde kan verschuiven, P vaste sonde, M golfmeter, K afstembare detector waarvoor wij de staande-golfverhouding willen meten. De kleine cirkeltjes in de richtkoppelingen en in de sonde P stellen schematisch kristaldetectoren met hun aanpassingselementen voor.

invoeren, nl. de verhouding van de amplituden van de gereflecteerde en de oorspronkelijke golf. Terwijl we bij het Lechersysteem de verhouding van twee spanningen beschouwden, moeten wij hier met de verhouding van twee veldsterkten, bijv. van de elektrische veldsterkten der heen- en teruggaande golven, rekenen.

Bij het Lechersysteem vonden we een reflectie ten gevolge van de aanwezigheid van een impedantie die verschilt van de golfimpedantie ζ . Ook bij golfpijpen kunnen we aan het obstakel een impedantie toekennen, door naar het voorbeeld van (6) te schrijven

$$f = \frac{\frac{Z}{\zeta} - 1}{\frac{Z}{\zeta} + 1}.$$

Evenals stroom en spanning is ook de golfimpedantie ζ van een golfpijp niet ondubbelzinnig te bepalen; wij volstaan dan ook meestal met de betrekking (6), waarbij slechts de verhouding Z/ζ een rol speelt.

De mate waarin een staande golf in de pijp optreedt kan weer worden uitgedrukt door de verhouding der maximale en minimale amplituden in de pijp, dus door de staande-golfverhouding r , die in analogie met (7) samenhangt met $|f|$ volgens:

$$r = \frac{1 + |f|}{1 - |f|}.$$

Wij zullen in het onderstaande een opstelling beschrijven, die in het Philips-Laboratorium te Eindhoven voor de meting van de staande-golfverhouding wordt gebruikt.

Het meten van de staande-golfverhouding

Wanneer wij een bepaald golfpijponderdeel willen aanpassen bij een ander, bijv. wanneer wij de antenne van een radarsysteem op zo gunstig mogelijke wijze aan dit systeem wensen te koppelen, moeten wij de staande-golfverhouding meten, die als gevolg van reflectie aan dat onderdeel optreedt, en deze zo klein mogelijk zien te maken. Dit kan bijv. gebeuren door het opzettelijk inbrengen van een obstakel, bijv. een instelbare schroef, die door zijn eigen reflecties de reflecties die oorspronkelijk aanwezig waren juist opheft. Om de gedachten te bepalen, stellen wij ons voor dat we een detector willen aanpassen bij een microgolfinstallatie om de sterkte van het signaal in de pijp te meten. Wij gebruiken daartoe een opstelling zoals in fig. 6 schematisch is afgebeeld. Door de generator G wordt een signaal opgewekt, dat langs een aantal onderdelen wordt geleid, die wij hieronder zullen bespreken, en ten slotte bij de detector K terecht komt. Daar zal in het algemeen een gedeelte van het signaal gereflecteerd worden, met het gevolg dat in de gehele

pijp staande golven optreden. Vóór de detector is de „staande-golfmeter” *S* geplaatst. Dit is bijv. een stukje golfpijp waarin met een sonde het veld kan worden afgetast. Door deze sonde, welke niet in de figuur is aangegeven, wordt een klein gedeelte van de energie in de pijp opgenomen en doorgegeven aan een meetinrichting die met de sonde is verbonden. De spanning op de sonde geïnduceerd is evenredig met het veld ter plaatse; door de sonde langs de pijp te verschuiven, kunnen we dus de maximum- en minimumspanning ten gevolge van het optreden van de staande golf meten, en de verhouding van die twee is de gezochte staande-golfverhouding.

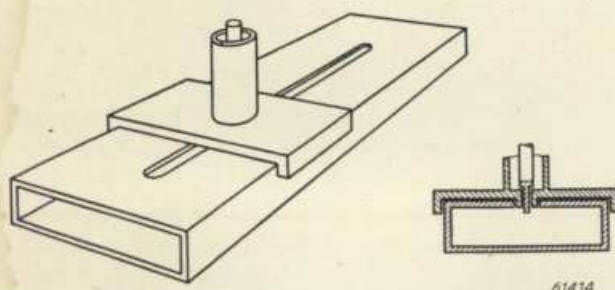


Fig. 7. Schets van een langs de golfpijp verschuifbare sonde.

De sonde kan als volgt worden uitgevoerd. Door een spleet in de lengterichting van de golfpijp aan te brengen in het midden van de brede zijde van de pijp, verstoren we het systeem der oppervlaktestromen, en dus het veld, nauwelijks, zoals direct uit fig. 4c te zien is. Door een dergelijke spleet kunnen we nu bijv. een dun draadje een zeer klein stukje in de buis steken (fig. 7). Deze sonde staat dan evenwijdig met de elektrische krachtlijnen en meet dus de elektrische veldsterkte ter plaatse. De storing van het veld door de sonde

is des te kleiner naarmate de sonde minder ver in de pijp steekt, en kan meestal worden verwaarloosd. Wij monteren de sonde op een slede die langs de pijp kan schuiven, waarbij wij er zorg voor moeten dragen dat de sonde goed centraal door de spleet beweegt, en overal even diep in de pijp steekt. Aan deze eis wordt niet zo gemakkelijk voldaan. Daarom wordt vaak een andere, eenvoudiger methode toegepast, waarbij een vast opgestelde sonde (*P* in fig. 6) en een golfpijp van variabele breedte gebruikt worden.

Zoals wij reeds gezien hebben, plant een trilling zich in de buis voort met een golflengte λ_z , die afhangt van de breedte *a* van de pijp (zie formule (2) en fig. 3). Door de pijp samen te knijpen kunnen we deze golflengte dus veranderen, en daardoor het aantal golven tussen het element waarvoor we de staande-golfverhouding willen meten en een vast opgestelde sonde wijzigen. Deze verandering van de „electrische weglengte” komt geheel overeen met een verschuiving van het veld langs de sonde, zodat wij door het samenknijpen van de pijp, waarin zich ergens een vaste sonde bevindt, hetzelfde doel bereiken als door het verplaatsen van de sonde langs het veld in de pijp, zoals wij hierboven besproken hebben.

Een golfpijp met variabele breedte is te verwezenlijken door in het midden van beide brede zijden een longitudinale spleet aan te brengen, en halverwege de spleet een klem te plaatsen, waarmee wij de pijp enkele mm kunnen samenknijpen. In fig. 8 zijn twee uitvoeringsvormen van de gespleten golfpijp weergegeven, respectievelijk voor golven van 3 cm en 10 cm. De pijp voor 10 cm golven is uitgerust met een deformatiemeter, ten einde de samendrukking van de pijp te kunnen meten.

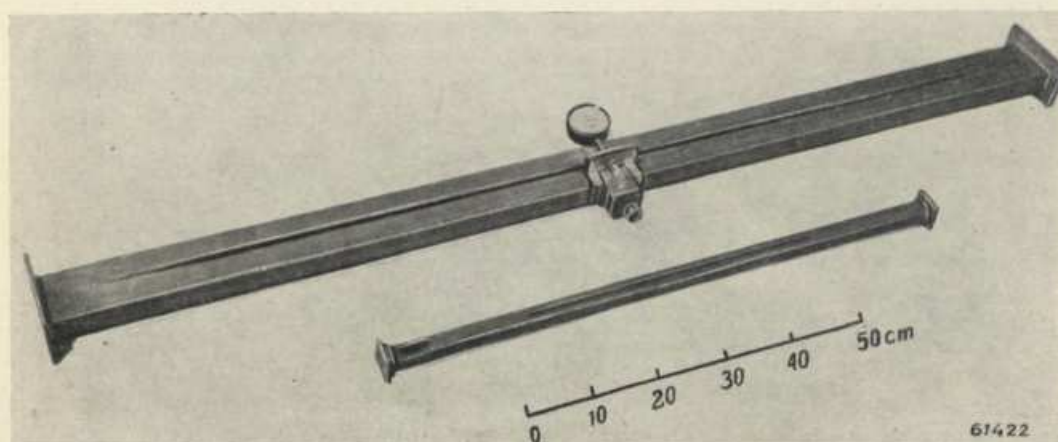


Fig. 8. Twee uitvoeringsvormen van een gespleten golfpijp. De grote pijp (voor golven van 10 cm) is uitgerust met een deformatiemeter om de elektrische lengte van de pijp als functie van de spleetbreedte te kunnen ijken.

Het samenknijpen van de pijp kan met voordeel periodiek geschieden. Men gebruikt in het Philips-Laboratorium een methode waarbij de pijp met behulp van twee door een electromotor aangedreven excentrieken eens per ongeveer twee seconden wordt samengedrukt. De spanning op de sonde zal in het ritme van de samendrukkingen variëren; de verhouding van de grootste tot de kleinste spanning, die op een niet te trage meter worden afgelezen, is een maat voor de staande-golfverhouding.

Als „sonde” is hier geen draadje gebruikt, maar een koppelopening tussen de hoofdleiding en een kruiselings daarop bevestigd stukje golfpijp, dat een detector bevat. De spanning die de detector levert kan na versterking worden gemeten; wij komen hier nog op terug.

Een staande-golfmeter zoals hier beschreven, is slechts geschikt voor het meten van kleine staande-golfverhoudingen. Het komt vaak voor dat de aanpassing van een afstembaar golfpijponderdeel aanvankelijk zo slecht is dat de staande-golfverhouding een zeer grote waarde heeft. Het is dan van belang om

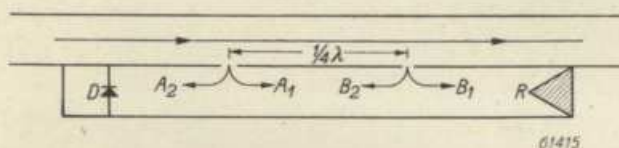


Fig. 9. Schets van het principe van een richtkoppeling. De beide gaten in de gemeenschappelijke smalle wand van de golfpijpen hebben een onderlinge afstand van $\frac{1}{4} \lambda$. Een naar rechts lopende golf veroorzaakt door elk koppelgat een secundaire golf naar links en naar rechts. De golf B_2 legt een weg af die een halve golflengte langer is dan die van de golf A_2 . Beide golven zullen elkaar dus uitdoven. A_1 en B_1 zullen elkaar daarentegen versterken. In de nevenleiding ontstaat dus ook een uitsluitend naar rechts lopende golf. Idem zal een naar links lopende golf in de hoofdleiding alleen een naar links lopende golf in de nevenleiding veroorzaken. Wij kunnen de naar rechts lopende golf opvangen door een reflectievrije afsluiting R . Door de detector D wordt dus alleen signaal ontvangen van de naar links lopende golf in de hoofdleiding.

voor de snelle aanpassing van het onderdeel over een ruwere indicator van de staande-golfverhouding te beschikken. Deze is gevonden in de zg. richtkoppeling, waarmee men de sterkte van het gereflecteerde signaal kan meten. Een richtkoppeling is een door middel van koppelopeningen op de hoofdleiding aangesloten golfpijp, waarin een golf loopt die een bepaalde fractie is van een in één richting lopende golf in de hoofdleiding. In fig. 9 ziet men zo'n richtkoppeling schematisch afgebeeld⁴⁾. De twee gelijke gaten in de gemeenschap-

pelijke smalle zijwand der twee golfpijpen bevinden zich op een onderlinge afstand van een kwart golflengte ($\frac{1}{4} \lambda_z$). Een naar rechts lopende golf in de hoofdleiding veroorzaakt door elk koppelgat in de nevenleiding een secundaire golf naar links en naar rechts. De golven A_1 en B_1 versterken elkaar; de golven A_2 en B_2 heffen elkaar echter door interferentie op, aangezien de golf B_2 een weg aflegt die een halve golflengte langer is dan de door de golf A_2 afgelegde weg. Voor een goede uitdoving van de golven A_2 en B_2 is het noodzakelijk dat de koppeling zwak is, met andere woorden: dat de verzwakking van de golf in de hoofdleiding door een koppelgat verwaarloosbaar is, zodat deze golf beide koppelgaten met gelijke sterkte passeert, en dus de in de zijpijp opgewekte golven A_2 en B_2 even intensief zijn.

Een naar rechts lopende golf in de hoofdleiding heeft dus uitsluitend een naar rechts lopende golf in de nevenleiding tot gevolg; evenzo heeft een naar links lopende golf in de hoofdleiding uitsluitend een naar links lopende golf in de nevenleiding ten gevolge. We kunnen nu het rechteruiteinde van de nevenleiding reflectievrij afsluiten (met een stukje slecht geleidend materiaal, bijv. in de vorm van een wig) en aan het linkeruiteinde van de pijp een detector monteren.

Deze detector zal dan alleen maar signaal ontvangen van de naar links lopende golf in de hoofdleiding; een naar rechts lopende golf in deze leiding zal de detector niet bereiken. Op deze wijze kunnen wij dus direct de aanwezigheid van een gereflecteerde golf constateren.

In de praktijk komt het er op neer, dat wij, metende met de richtkoppeling, de aanpassing van een golfpijponderdeel wel zodanig kunnen maken dat de staande-golfverhouding hiervoor kleiner is dan 1,05; dit betekent een energiereflectie van 0,06%. Metende met de gespleten golfpijp kunnen wij

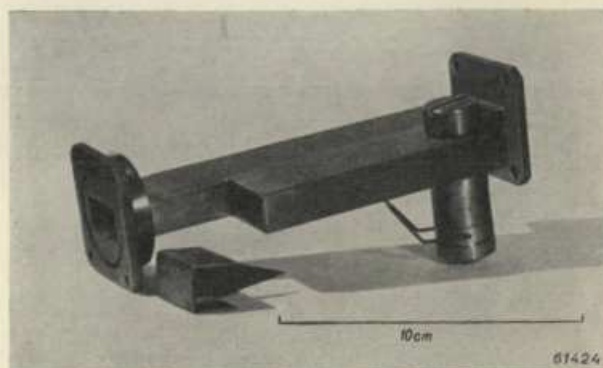


Fig. 10. Foto van een richtkoppeling voor een 3 cm golfpijp. De wig die dient voor de reflectievrije afsluiting van een der einden is uit de pijp genomen.

⁴⁾ Vgl. K. S. Knol en G. Diemer, Een model voor het bestuderen van electromagnetische golven in rechthoekige golfpijpen, Philips techn. T. 11, 156-163, 1949 (No. 5).

dan de nauwkeurige afstelling uitvoeren; hiermede is een staande-golfverhouding van 1,01, overeenkomend met een energiereflectie van slechts 0,0025 %, nog duidelijk aantoonbaar.

Een foto van een richtkoppeling voor een 3 cm golfpijp toont *fig. 10*. Ter illustratie is naast de koppeling de wig voor de reflectievrije afsluiting neergelegd.

In *fig. 11* ziet men een afbeelding van de gehele hier beschreven meetopstelling.

modulatie van het signaal te verkrijgen door de reflectorspanning sinusvormig te variëren toch niet geschikt, daar dan tegelijkertijd frequentie-modulatie optreedt. Het is echter wel mogelijk een blokvormige zuivere amplitudemodulatie te bewerkstelligen, door aan de reflector een blokspanning toe te voeren die een zodanige amplitude heeft dat de buis beurtelings oscilleert en niet oscilleert. Deze methode is in de meetopstelling toegepast.

De microgolven worden van de oscillator naar de

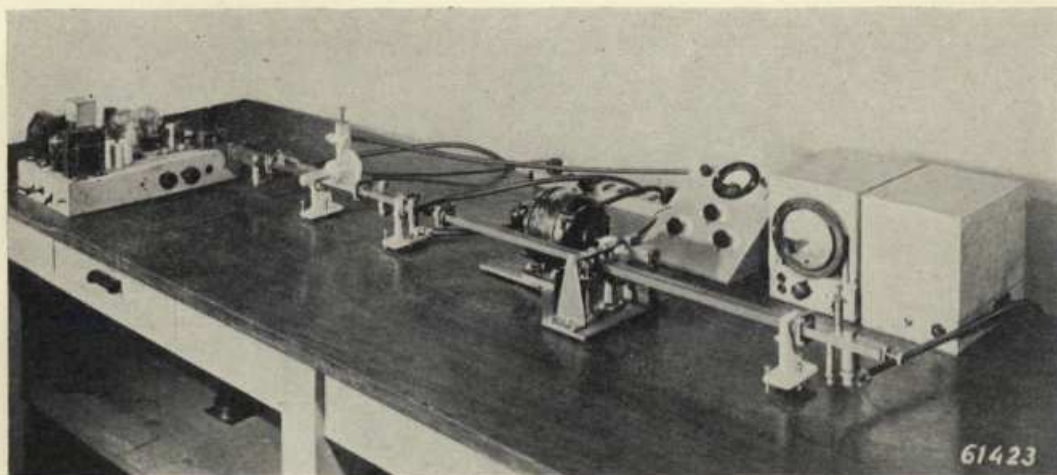


Fig. 11. Foto van de volledige opstelling voor het meten van staande golven, zoals die in het Philips-Laboratorium wordt gebruikt.

Onderdelen van de meetinrichting

Wij willen nu nog enkele onderdelen beschrijven (ten dele hebben wij ze al genoemd) die bij een meetinrichting als boven behandeld verder te pas komen.

Om de bij de meting gebezigde microgolven op te wekken, is een generator nodig. Hiervoor gebruikt men meestal een reflectiebuis (reflexklystron). Dit is een inhaalbuis, die enige milliwatt tot enige tientallen milliwatt vermogen kan leveren. Slechts bij waarden van de reflectorspanning in bepaalde gebieden oscilleert de buis. De frequentie van de opgewekte energie kan worden geregeld over een band van ongeveer 10 % breedte door de trilholt van de buis mechanisch af te stemmen, en bovendien over een beperkter gebied door de reflectorspanning in een oscillatiegebied te variëren. Voor onze metingen is een laagfrequente amplitudemodulatie van het signaal gewenst. De spanning die door de vaste sonde bij de gespleten golfpijp wordt opgevangen, kunnen wij dan na detectie met behulp van een laagfrequentversterker versterken. Hoewel de amplitude van de oscillaties sterk afhangt van de reflectorspanning, is de methode om een amplitude-

golfpijp overgebracht met behulp van een kort stukje coaxiale kabel (*fig. 12*). Aan één zijde wordt de binnengeleider van de kabel omgebogen tot een lusje, dat bevestigd wordt aan de buitenmantel. Dit lusje wordt in de trilholt van de reflectiebuis gebracht. Aan het andere einde van de kabel laat men de binnengeleider als een antenne evenwijdig

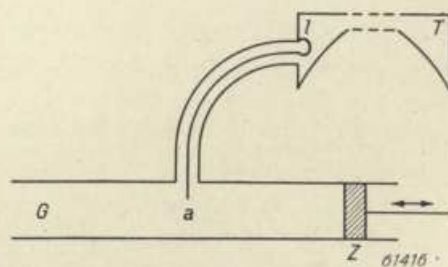


Fig. 12. Coaxiale kabel waardoor de microgolven welke door de reflectiebuis worden opgewekt naar de golfpijp lopen. Het lusje *l* neemt, in de trilholt *T* van de buis gebracht, de energie op; de „antenne” *a* is de binnengeleider van de coaxiale kabel die evenwijdig aan de elektrische krachtlijnen in de golfpijp *G* steekt. De meetopstelling bevindt zich hier aan de linkerzijde van de antenne; de golfpijp is echter nog iets naar rechts verlengd om de afsluiting van de pijp aan die zijde met een zuiger *Z* zo te kunnen instellen dat men maximale energie verkrijgt in de gewenste richting.

aan de elektrische krachtlijnen in de golfpijp steken, terwijl de buitenmantel op de wand van de pijp is bevestigd. De pijp wordt aan één zijde afgesloten met een instelbare zuiger, zodanig dat men maximale energie verkrijgt in de gewenste richting.

Als eerste element achter de generator wordt meestal een variabele verzwakker geplaatst. Hiermede kan het signaal op de gewenste sterkte worden ingesteld en tevens een ontkoppeling tussen generator en meetsysteem worden bewerkstelligd. Immers, bij kwantitatieve metingen moet men er voor zorgen dat de sterkte en de frequentie van het signaal niet beïnvloed worden door de belasting van de generator. De verzwakker (fig. 13) wordt uitgevoerd als een plaatje slecht geleidend materiaal dat in de golfpijp wordt gebracht. In het plaatje treden wervelstromen op, die de verzwakking veroorzaken. Wij maken hierbij weer gebruik van de mogelijkheid, in het midden van de brede wand van de pijp een longitudinale spleet aan te brengen, zonder daardoor het veld in de pijp te verstoren. Door het plaatje slecht geleidend materiaal door deze spleet meer of minder ver in de pijp te steken, wordt de verzwakking geregeld. We ronden de omtrek van het plaatje af, opdat reflecties zoveel mogelijk worden vermeden.

Er is reeds verschillende malen gesproken over een detector, die de hoogfrequente spanningen gelijkricht om de energiemeting mogelijk te maken.

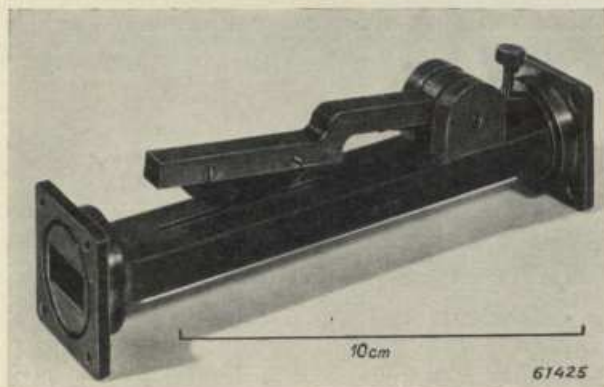


Fig. 13. De verzwakker. Deze bestaat uit een plaatje slecht geleidend materiaal, dat door een longitudinale spleet in de brede zijde van de golfpijp naar binnen kan worden gebracht.

Voor deze detector kan voor golven van 10 cm en langer nog gebruik gemaakt worden van een diode⁵⁾, maar voor kortere golven is de diode wegens looptijdeffekten ongeschikt, en dient een kristal-detector te worden gebruikt. Een kristal-detector verschilt in principe niet van de kristallen welke

vroeger in de radiotechniek werden gebezigd; bij recente onderzoeken in Amerika en Engeland is men er in geslaagd de kristallen stabiel te maken, waardoor betrouwbare en reproduceerbare uit-

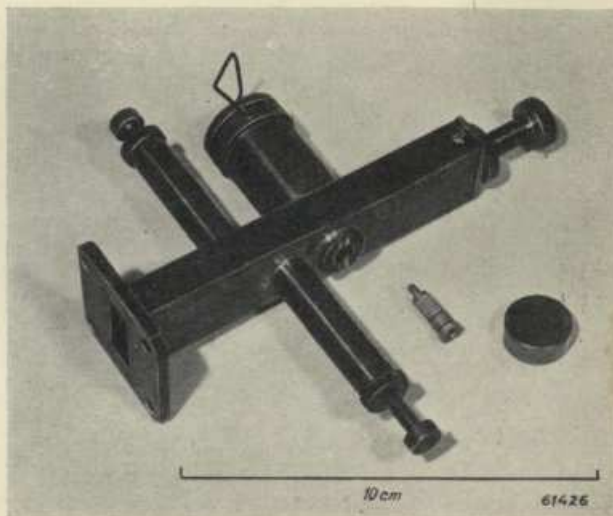


Fig. 14. De detector. De beide van een stelschroef voorziene zijbuisjes zijn variabele afstelementen; de schroef aan het rechtereind van de pijp dient voor de afsluiting. De patroon die het kristal bevat is uit de detector genomen.

komsten kunnen worden verkregen. Voor microgolven is de kristal-detector zeer geschikt wegens zijn geringe afmetingen en kleine parallelcapaciteit.

Het kristal wordt gemonteerd in een patroon (een keramisch buisje met metalen uiteinden), die in een kristalhouder wordt bevestigd. Dit is een stukje golfpijp van dezelfde afmetingen als de pijp waarin men het vermogen wenst te meten (zie fig. 14); aan één zijde is de pijp afgesloten en van enkele vaste of instelbare afstelementen voorzien, waarmee de aanpassing zodanig kan worden geregeld, dat alle invallende energie in het kristal wordt geabsorbeerd, en dus geen reflectie optreedt. De lengte-as van de patroon wordt evenwijdig aan het elektrische veld geplaatst. De aanpassing van een kristalhouder is als voorbeeld genomen bij de beschrijving van de meting van de staande-golfverhouding in de vorige paragraaf.

Een andere mogelijkheid voor detectie ligt in het gebruik van elementen waarvan de elektrische weerstand afhankelijk is van de temperatuur. Zo'n element wordt in een brugschakeling volgens Wheatstone opgenomen, waarmee de weerstandsverandering als gevolg van de verwarming van het element door geabsorbeerde microgolvenenergie wordt gemeten. Men kan daarbij gebruik maken of van dunne metaaldraden die een positieve temperatuurcoëfficiënt van de weerstand hebben, of van halfgeleiders, die een grote negatieve temperatuurcoëfficiënt⁶⁾ hebben en gewoonlijk worden vervaardigd

⁵⁾ M. J. O. Strutt en K. S. Knol, Een diode voor het meten van spanningen bij decimetergolven, Philips techn. T. 7, 124-128, 1942.

⁶⁾ Vgl. E. J. W. Verwey, P. W. Haayman en F. C. Romeyn, Halfgeleiders met een grote negatieve temperatuurcoëfficiënt van de weerstand, Philips techn. T. 9, 239-248, 1947.

in de vorm van een klein bolletje, dat is opgesloten in een glazen omhulsel; het geheel wordt in een houder gevat, waarbij de toevoerdraden evenwijdig aan het hoogfrequente elektrische veld lopen. Het voordeel van dergelijke „bolometers” is, dat ze direct met gelijkstroom geijkt kunnen worden, en dus regelrechte wattmeters zijn. Zij zijn echter minder gevoelig dan kristaldetectoren.

De spanning die wordt geleverd door de detector in de vaste sonde welke voor de staande-golfmeting dient, wordt gebracht op de ingang van een lineaire selectieve versterker, die is afgestemd op de frequentie van de bovenvermelde blokvormige amplitudemodulatie van het oscillator-sigitaal. Het uitgangssigitaal van de versterker wordt gelijkgericht en aan een meter toegevoerd; deze meter is voorzien van een schaal waarop de staande-golfverhouding direct afleesbaar is.

Behalve de richtkoppeling D_2 , die dient voor de ruwe aanpassing van golfpijpelementen met een grote staande-golfverhouding, is nog een tweede richtkoppeling in de opstelling aangebracht (D_1 in fig. 6). Deze is gekoppeld met het generator-sigitaal en dient om het geleverde vermogen van de generator op maximum te kunnen instellen, met behulp van de spanningen op de buis en voorts met de zuiger die bij fig. 12 reeds ter sprake kwam.

Ten slotte bevindt zich in de opstelling nog een frequentiemeter of golfmeter, welke het mogelijk maakt de juiste golflengte van het door de reflectiebuis opgewekte sigitaal te leren kennen.

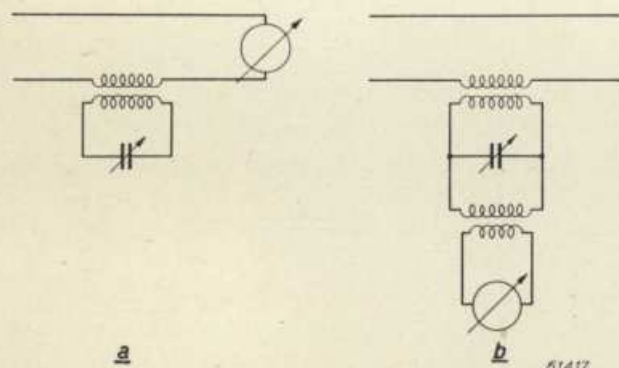


Fig. 15. Twee methoden voor het meten van de frequentie van de microgolven met behulp van een golfmeter. a) Absorptiegolfmeter; bepaald wordt bij welke instelling van de golfmeter het vermogen dat in de golfpijp verloren gaat als gevolg van de absorptie in de resonerende golfmeter maximaal is. b) Transmissiegolfmeter; bepaald wordt de instelling waarbij het vermogen dat door het resonerende systeem aan de meter wordt doorgegeven maximaal is.

De golfmeter bevat als resonerend element een afstembare trilholtte of een ander afstembaar systeem, dat aan de golfpijp is gekoppeld. Wanneer het systeem zodanig wordt afgestemd dat resonantie optreedt bij de frequentie van de microgolven in de

pijp, zal het door het systeem opgenomen vermogen maximaal zijn. Er zijn twee manieren om dit te constateren:

a) Men kan de afstemming bepalen waarbij het verlies aan vermogen van de in de golfpijp lopende golf ten gevolge van de aanwezigheid van de golfmeter maximaal is; bijvoorbeeld door de spanning die op de vaste sonde van de staande-golf-

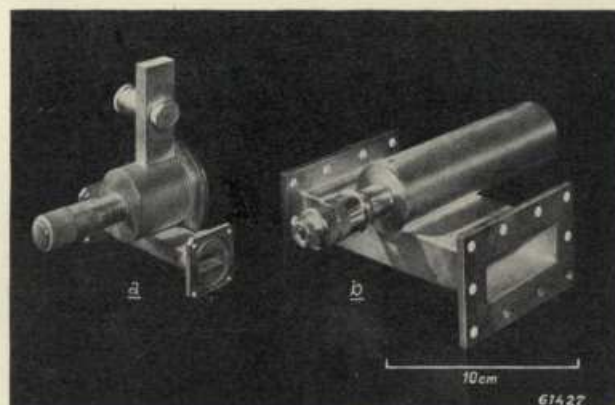


Fig. 16. a) Golfmeter in de vorm van een afstembare trilholtte voor golven van 3 cm. Een der eindplaten is met een micrometerschroef verschuifbaar. b) Golfmeter voor golven van 10 cm; deze is uitgevoerd als een afstembare coaxiale Lecherleiding. Beide golfmeters zijn met behulp van koppelopeningen met de golfpijp verbonden.

meter (bij constante pijpbreedte) wordt geïnduceerd te meten als functie van de instelling van de golfmeter. Wanneer deze spanning minimaal is, resoneert de golfmeter, en kan men uit de instelling ervan de frequentie bepalen (absorptie-golfmeter).

b) Door direct te bepalen wanneer het door de golfmeter opgenomen vermogen zo groot mogelijk is, met behulp van een aan de golfmeter aangesloten detector en spanningsmeter (transmissiegolfmeter; het gemeten vermogen is nu maximaal, wanneer resonantie optreedt).

In fig. 15a en 15b zijn beide meetmethoden schematisch voorgesteld.

De uitvoering van het afstembare systeem hangt van de golflengte der microgolven af. Voor golven van 3 cm gebruikt men meestal een afstembare trilholtte (fig. 16a); een van de eindplaten hiervan is verstelbaar met een micrometerschroef.

Voor langere golven (10 cm) wordt in het algemeen een afgestemde coaxiale Lecherleiding toegepast (fig. 16b, schematisch in fig. 17). De binnengeleider is bij resonantie $\frac{3}{4}$ golflengte lang; het schuifcontact op de staaf ligt op $\frac{1}{4}$ golflengte van de kortgesloten zijde, voor de gemiddelde frequentie waarvoor de meter geschikt is, het ligt dus steeds nabij een stroomknoop en het contact behoeft niet aan hoge eisen te voldoen.

De koppeling aan de golfpijp geschiedt in het algemeen door de trilholt of Lecherleiding direct op de pijp te monteren en het electromagnetische veld door een koppelopening in de golfmeter toe te laten, zoals ook in de figuren 16a, 16b en 17 is te zien.

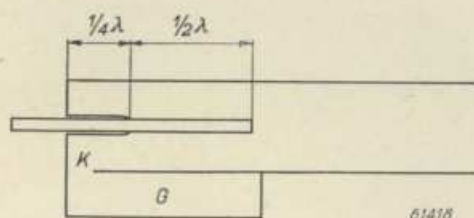


Fig. 17. Doorsneetkening van de coaxiale Lecherleiding van fig. 16b. De binnengeleider is bij resonantie $\frac{3}{4}$ golflengte lang, het schuifcontact ligt op $\frac{1}{4}$ golflengte van de kortgesloten zijde van de buitengeleider. De golfpijp G (de lengterichting hiervan staat loodrecht op het vlak van tekening) is door middel van de koppelopening K op de golfmeter aangesloten. De Lecherleiding is aan de rechterzijde open; door de keuze van de afmetingen van het systeem wordt voorkomen dat de golven zich in het rechtergedeelte van de cylinder, waar geen binnengeleider is, kunnen voortplanten.

Samenvatting. Na de noodzaak van het gebruik van golfpijpen in microgolfinstallaties voor grote vermogens te hebben toegelicht, wordt ingegaan op de problemen die zich bij het gebruik van deze golfpijpen kunnen voordoen. Obstakels, bochten en verkeerde aanpassingen in het golfpijpsysteem zullen reflectie van de electromagnetische golven veroorzaken; het is zaak deze reflecties zoveel mogelijk te vermijden, en daarom moet men de reflecterende eigenschappen van een golfpijponderdeel kunnen meten. De invloed van obstakels in de golfpijp wordt verduidelijkt aan de hand van een vergelijking met een Lechersysteem. Door de reflectie zal een staande golf ontstaan; de absolute waarde van de reflectiecoëfficiënt wordt bepaald door meting van de staande-golfverhouding in de pijp.

Om de staande-golfverhouding te meten, gebruikt men een stuk golfpijp waarin men met behulp van een sonde het elektrische veld van plaats tot plaats kan bepalen. Behalve van een langs de pijp verschuifbare sonde kan men ook gebruik maken van een *vaste* sonde; door samendrukken van de pijp n.l. kan men de golflengte van de trilling in de pijp veranderen en zodoende het veld langs de sonde laten schuiven. Een dergelijke staande-golfmeter is slechts geschikt voor het meten van niet te grote staande-golfverhoudingen. Om van een onderdeel eerst globaal de juiste aanpassing te vinden, gebruikt men een richtkoppeling, waarmee men de sterkte van een in één richting lopend signaal kan meten.

Tot slot worden de onderdelen van de meetopstelling afzonderlijk behandeld; de uitvoering van de generator voor de microgolven, van de verzwakker, van de kristaldetector die het hoogfrequente signaal gelijkricht, en van de golfmeter voor het meten van de frequentie der oscillaties wordt kort besproken.

ZINKOXYDE-KRISTALLEN



Verbrandt men een stukje zink in een vlam, dan ziet men een witte rook of nevel van zinkoxyde opstijgen, waaruit vlokken tot enkele mm grootte neerslaan. Een zeer klein vlokje, opgevangen langs de rand van een objectplaatje, levert onder de elektronenmicroscop het beeld van kristalletjes die met een groot aantal naaldvormige uitsteeksels losjes in elkaar gehaakt zitten. Opname met de Philips 100 kV-elektronenmicroscop, bij een vergroting van ongeveer 32 000 $\times$.

BESCHOUWINGEN OVER ELECTRISCH SCHEREN

door A. Th. van URK.

672.715.3-83.004.13

Tijdens het scheren zullen bij menigeen allicht vragen zijn opgekomen als deze: Hoe groeien de baardharen precies en hoe snel groeien ze in een etmaal? Hoe dik zijn ze en hoeveel staan er per cm²? De kennis van dergelijke gegevens, aangevuld door speciaal op het electrisch scheren betrekking hebbende experimenten, zijn de grondslagen voor de rationele constructie van een electrisch droogscheerapparaat.

Huid en haar

De menselijke huid, waarvan in fig. 1 een doorsnede is getekend, bestaat uit drie lagen: de opperhuid of epidermis, de lederhuid of corium en de onderhuid of subcutis. Bij het scheren heeft men uit de aard der zaak hoofdzakelijk met de opperhuid te maken. Deze bestaat uit slijmvlies, dat uit vele lagen is opgebouwd en waarvan de cellen zich geleidelijk naar de oppervlakte verplaatsen. Daar aangekomen, worden zij evenwijdig

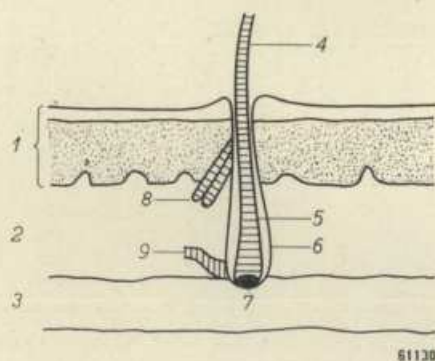


Fig. 1. Doorsnede van een gedeelte der menselijke huid, met een haar (schematisch). 1 opperhuid, 2 lederhuid, 3 onderhuid, 4 haarschacht, 5 haarwortel, 6 haarzakje, 7 haarpapil, 8 talkklier, 9 haarspier.

aan het oppervlak afgeplat en ten slotte als verhoornde schilfers afgestoten. Dientengevolge bestaat de opperhuid uit twee hoofdlagen. De onderste hiervan wordt gevormd door levende, zich steeds vermeerderende cellen en wordt daarom kiemlaag of stratum germinativum genoemd. De andere is een oppervlaktelaag, hoornhuid of stratum corneum geheten, die dienst doet als een beschermend omhulsel; zij bestaat uit cellen die niet meer in staat zijn zich te delen.

Er bestaat een zeer sterke samenhang tussen de opperhuid en de lederhuid, doordat deze laatste op vele plaatsen vingervormige uitsteeksels, zg. papillen, in de opperhuid heeft. Deze bevatten capillaire bloedvaten, ten gevolge waarvan een snede, aangebracht op de hoogte tussen opper- en lederhuid, puntvormige bloedingen kan veroorzaken.

Bij het gebruik van een scheermes kan men deze meermalen waarnemen. De dikte van de opperhuid bedraagt bij volwassen personen op de wang 90-120 micron, dus ongeveer een tiende millimeter. De papillen dringen slechts ongeveer 8 micron in de opperhuid van de wang door.

Bij volwassen mannelijke personen vormt de huid de baardharen. Het gedeelte van het haar dat er bovenuit steekt, is de haarschacht, scapus pili, het in de huid verborgen gedeelte heet de haarwortel, radix pili. Deze haarwortel bevindt zich, zoals in fig. 1 is te zien, in een haarzakje, folliculus pili, dat zich in het slijmvlies van de opperhuid en in de lederhuid bevindt en zich soms uitstrekt tot in de onderhuid. Op de bodem van het haarzakje treft men de haarpapil, bulbus pili, aan, een bolvormige verhevenheid, waaruit het haar te voorschijn komt. Ten slotte zij nog vermeld dat zich ter zijde van het haarzakje talkklieren bevinden, die het haar vet houden, en daaronder een spiertje, de haarstrekker, musculus arrector pili, die het mogelijk maakt dat de haren soms enigszins overeind gaan staan, of, zoals de uitdrukking zegt, „te berge rijzen”.

Het is gebleken, dat de dagelijkse groei van de baardharen 0,2 tot 0,6 mm, gemiddeld 0,4 mm bedraagt.

Dichtheid van de beharing

Om een overzicht te krijgen van de dichtheid van de beharing bij verschillende personen, hebben we bij een aantal proefpersonen gedeelten van de baard gefotografeerd en op de sterk vergrote foto's de aantallen haren per cm² geteld. Deze getallen variëren, zoals men kan verwachten, sterk. Bij verschillende proefpersonen werden geteld per cm²:
op de kin: 40 - 100 - 120 - 100 - 110 - 110 - 70 - 80 - 90 - 100 - 70 - 90 - 90 - 70, gemiddeld 90 haren per cm²;
op de wang: 45 - 60 - 70 - 85 - 70 - 60 - 60 - 80 - 35 - 80 - 50 - 55 - 35 - 40, gemiddeld 60 haren per cm².

In een baard vindt men dus gemiddeld niet meer dan 1 haar per mm^2 (ter vergelijking vermelden we, dat de haardichtheid boven op het hoofd op 3 per mm^2 kan worden gesteld). Uitgaande van deze

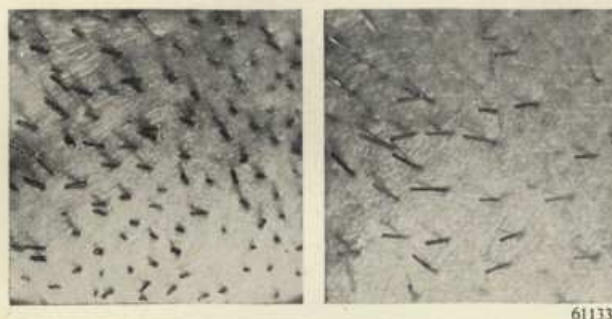


Fig. 2. Vergrote fotografische opnamen van een gedeelte van de baard van een tweetal proefpersonen. Links een deel van de kin, 110 haren per cm^2 ; rechts een gedeelte van de wang, 35 haren per cm^2 .

resultaten ¹⁾ en rekening houdende met de oppervlakte van de baardgroei vindt men, dat een normale baard ongeveer 13 000 haren telt.

In figuur 2 zijn een tweetal van de zoëven genoemde foto's gereproduceerd.

De dikte der haren

Voor de constructie van een scheerapparaat is het van essentieel belang de maximale dikte van de baardharen te kennen. De minimale wijde van de spleten of gaatjes van het apparaat, waar de haren in terecht moeten komen voordat ze worden afgesneden, moet immers groter zijn dan de maximale haardikte welke voorkomt.

Om hiervan iets te weten te komen, hebben we bij 31 scheersels de grootste haardikte bepaald die daarbij werd aangetroffen. In fig. 3 zijn de resultaten van dit onderzoek weergegeven. Het bleek dat de meest voorkomende maximale dikte 0,14 mm

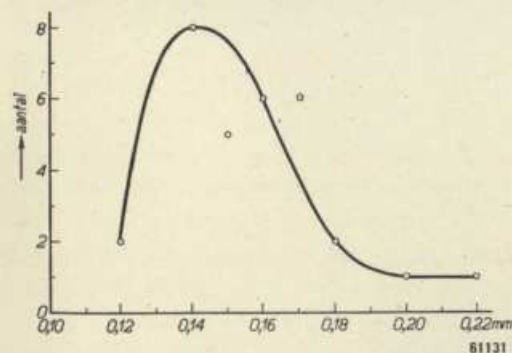


Fig. 3. In elk van 31 scheersels werd de grootste voorkomende haardikte bepaald. Voor elke dikte waarde is uitgezet hoe vaak zij als maximum-waarde werd gevonden. Het blijkt dat bij ca 90% van de onderzochte scheersels de haardikte die maximaal voorkomt, kleiner is dan 0,18 mm.

¹⁾ De opgave van 40 haren per cm^2 , die men soms in de literatuur aantreft, berust blijkbaar op onjuiste gegevens.

bedroeg. Bij ongeveer 90% van de metingen bleek de maximale dikte van de haren in een scheersel beneden 0,18 mm te liggen.

Het is ook wel mogelijk iets te weten te komen van de gemiddelde dikte der baardharen. Voor het gemiddeld gewicht van 24 „Philishave“-scheersels, van baarden van 24 uur oud, werd nl. proefondervindelijk 28 mg gevonden. Als we er van uitgaan dat een baard, zoals boven werd gevonden, uit 13 000 haren bestaat, die 0,4 mm lang zijn, en als we het soortelijk gewicht van haar ≈ 1 stellen, volgt hieruit dat de gemiddelde haardikte bij een gemiddelde baard ongeveer 0,07 mm bedraagt.

De haarstromen in een baard

De wortel van bijna alle haren is in schuine richting in de huid ingeplant. Hieruit en uit de omstandigheid dat naburige haren in bijna dezelfde richting schuin op het huidoppervlak staan, volgt dat de baardharen in bepaalde richtingen groeien, die afhankelijk zijn van de plaats op het gezicht.

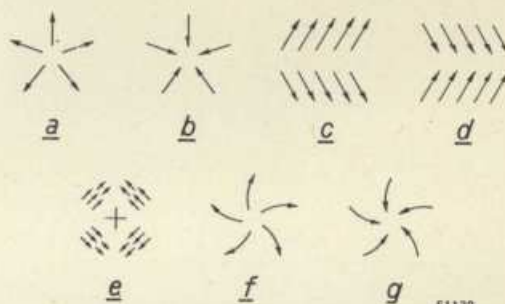


Fig. 4. Verschillende voorbeelden van haarstromen, die bij de menselijke baard voorkomen: a) stroom met een uitstralingspunt, b) stroom met een aantrekkingspunt, c) divergerende en d) convergerende stroom, e) kruisvormige haargroei, f) divergerende en g) convergerende wervel.

We spreken daarom van haarstromen. In zulke stromen maken de richtingen van de haren vrijwel altijd een kleine hoek met elkaar, zodat zij niet doorlopend parallel zijn, maar convergeren of divergeren. Als we de richtingen van de „stroomlijnen“ door pijlen aangeven, ontstaan er afbeeldingen van zeer verschillende vorm. In fig. 4 zijn daarvan enige voorbeelden getekend.

Met deze haarstromen, die voor iedere persoon karakteristiek zijn, moet bij het scheren terdege rekening worden gehouden. Scheren tegen de haarstroom in is nl. effectiever dan met de haarstroom mee. Bij het electrisch scheren „voelt“ men al scherende vanzelf, hoe men, afhankelijk van het gezichtsgedeelte dat behandeld wordt, de bewegingsrichting van de scheerkop dient te wijzigen; soms moet deze rechtlijnig en soms draaiend bewogen worden.

De constructie van het „Philishave“-scheerapparaat

Nu we een en ander hebben meegedeeld over de groei van baardharen, willen we nagaan, op welke wijze bij de constructie van een droogscheerapparaat, in casu het „Philishave“-scheerapparaat²⁾, met deze gegevens rekening kan worden gehouden.

Dit apparaat bestaat uit een stilstaand gedeelte, het scheerkapje, dat van talrijke spleten voor het doorlaten van de haren is voorzien en dat tegen de huid wordt aangedrukt, en een bewegend deel, dat de baardharen afknijpt. Dit laatste maakt niet, zoals bijv. bij een tondeuse het geval is, een oscillerende, maar een roterende beweging. Het bestaat

Met een scheerapparaat wil men snel en glad kunnen scheren, terwijl de kans op verwonding van de huid uitgesloten moet zijn. Het zijn vooral de wijidte der spleten, en de dikte van het scheerkapje op de plaats waar de beitels lopen, die hierbij de hoofdrol spelen.

Letten we eerst op de spleetwijdte. Boven zagen we, dat de gemiddelde dikte van de baardharen 0,07 mm bedraagt; maar om ook de dikste haren te kunnen vangen, moeten de spleten in elk geval wijder dan 0,18 mm zijn. Hoe groter men de spleetwijdte neemt, des te groter is de vangkans, daar deze globaal genomen evenredig zal zijn met

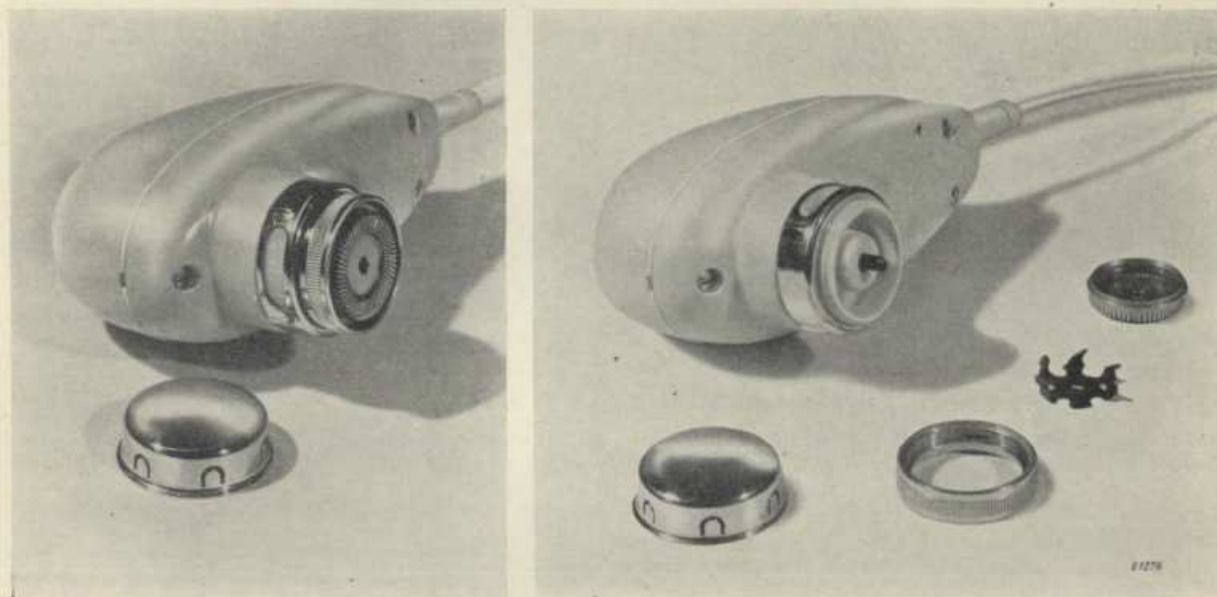


Fig. 5. Links het droogscheerapparaat „Philishave“ met er naast de afsluitdop; rechts hetzelfde met gedemonteerd scheerkapje en fraisje.

uit een fraisje met zes beitels, dat met een groot toerental ronddraait en door een veer met lichte druk tegen het binnenoppervlak van het stilstaande scheerkapje wordt gedrukt.

De roterende beweging heeft, ten opzichte van de oscillerende, het voordeel dat een aanzienlijk grotere snijsnelheid kan worden verkregen, waartoe de aanwezigheid van zes beitels meewerkt. De diameter van het scheerkapje is zo gekozen dat het steeds in zijn geheel het gezicht kan raken. Een bijkomstig, maar uit hygiënisch oogpunt niet onbelangrijk voordeel van de hierbij gebezigde constructie is, dat de afgesneden haartjes binnen de scheerkap blijven, dus niet rondstuiven. In fig. 5 zijn het scheerapparaat en enige onderdelen er van afgebeeld.

het verschil tussen spleetwijdte en haardikte. Om snel te kunnen scheren, zal dus een behoorlijk wijde spleet gewenst zijn. Anderzijds is het echter duidelijk dat een al te wijde spleet de huid gelegenheid geeft om te ver door de spleten heen te puilen — dit punt komt aanstonds nog nader ter sprake —, waardoor beschadiging van de huid bij het scheren zou kunnen optreden. Een spleetwijdte van ongeveer $\frac{1}{4}$ mm blijkt een goed compromis te zijn.

De spleten in het scheerkapje zijn, zoals in fig. 5 te zien is, niet alleen aangebracht ter plaatse waar aan de binnenzijde de beitels hun ringvormige baan beschrijven, maar ze lopen door tot aan de rand van het kapje en sluiten daar aan bij de zg. inloopgroeven, die zich in de cylindrische zijwand van het kapje bevinden. Om na te gaan hoe en waar de haren de spleten binnengaan, werd een onderzoek gedaan, waarbij filmopnamen werden gemaakt van een baard die over een scheerkapje wrijft. Als de proefpersoon zijn wang langs het kapje

²⁾ Een beschrijving van dit apparaat werd gegeven in: A. Horowitz, A. van Dam en W. H. van der Mei, Het elektrische scheerapparaat „Philishave“, Philips techn. T. 4, 367-371, 1939. In de daar beschreven uitvoering heeft het fraisje, dat de haren afsnijdt, drie beitel-tjes, terwijl er in de latere uitvoeringen zes zijn.

beweegt met een snelheid van bijv. 10 cm per sec en de spleten bijv. $\frac{1}{4}$ mm wijd zijn, zal een haar in ongeveer $\frac{1}{400}$ sec de spleetbreedte passeren. Om van het vangen van een haar in de spleet een filmopname te maken, is een normaal filmtoestel, dat 24 beeldjes per seconde opneemt, derhalve niet geschikt. Daarom werd een zeer snelle camera gebruikt, die tot 3000 beeldjes per sec kan opnemen. Een opname uit een der films is in fig. 6 sterk vergroot gereproduceerd. Het bleek bij dit onderzoek o.a. dat lange haren voornamelijk via de inlooptgroeven de spleten binnengaan, terwijl kortere op een willekeurige plaats in de spleet te voorschijn komen.

De tweede belangrijke factor die boven genoemd werd, is de dikte van het scheerkapje. Oppervlakkig beschouwd zal men zeggen: hoe dunner het kapje is, des te beter — mits het voldoende stevig blijft —, omdat de haren met een dun kapje dicht bij de huid worden afgesneden dan met een dik. In werkelijkheid is het echter zo, dat de huid, die min of meer soepel is, in de spleten puilt, wat voor het kort afsnijden der haren bevorderlijk is. Te ver naar binnen doorpuilen is echter, zoals we boven reeds zagen, ongewenst, zodat daardoor, nog afgezien van de stevigheid, een onderste grens aan de dikte van het kapje wordt gesteld.

Over de mate van inpullen (resp. doorpuilen) van de huid in een spleet werd ook een onderzoek verricht. De gebezigde opstelling is in fig. 7 afgebeeld. Uit deze metingen bleek, dat de mate van inpulling (dus de soepelheid van de huid) niet alleen bij verschillende proefpersonen vrij sterk uiteenloopt, maar dat ook bij éénzelfde persoon voor de verschillende gedeelten van het gezicht (wang, kin, hals) tamelijk grote verschillen bestaan. Natuurlijk hangt de inpulling verder sterk af van de kracht waarmee men het scheerkapje tegen de huid drukt; de gebruiker van het apparaat

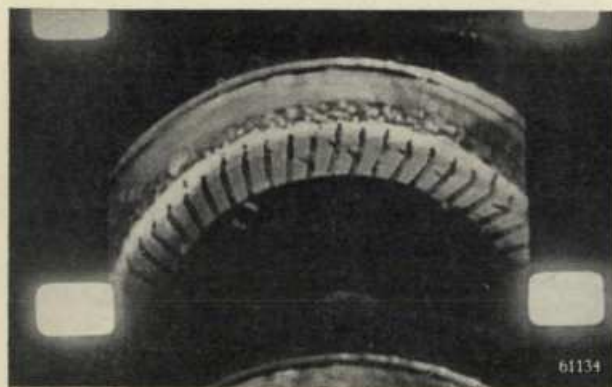


Fig. 6. Een van de beeldjes uit een kinematografische opname van het „vangen” van baardharen door het scheerkapje van een „Philishave”-scheerapparaat.



61135

Fig. 7. Microscop-opstelling waarmee de doorpuling van de huid bij het gebruik van een droogscheerapparaat werd gemeten. Het scheerkapje bevindt zich in het hart van de ronde glazen kap aan de voorzijde van het apparaat. Het kapje wordt van binnen belicht door een krans van lampjes, aangebracht rondom het objectief. Het microscoop-oculair bevindt zich in de trechter aan de rechterzijde van het apparaat. De waarnemer stelt in op de binnenkant van het kapje, op de plaats waar de beitels lopen, en daarna op de huid; uit de gemeten verplaatsing volgt de doorpuling van de huid.

heeft al spoedig „in zijn gevoel”, op welke plaatsen van het gezicht hij de scheerkop meer resp. minder sterk moet aandrukken om goed glad te scheren. Rekening houdend met deze verschillende gegevens komt men, bij de reeds eerder genoemde spleetwijdte van $\frac{1}{4}$ mm, op ongeveer 0,1 mm als de meest geschikte waarde voor de materiaaldikte van het scheerkapje.

Samenvatting. Op grond van gegevens uit de literatuur en eigen waarnemingen geeft de schrijver een overzicht van de groei der baardharen. Het aantal haren van een normale baard bedraagt ca 13 000 en de groei ongeveer 0,4 mm per etmaal. Voor de maximale en de gemiddelde dikte der haren wordt resp. 0,18 en 0,07 mm gevonden. Voor het gemakkelijk vangen en het snel en glad afsnijden der baardharen met het „Philishave”-scheerapparaat zijn de wijdte der spleten en de materiaaldikte van het scheerkapje van essentieel belang. Beschreven wordt hoe met behulp van een zeer snelle filmcamera, die 3000 beeldjes per seconde kan opnemen, het vangen der haren werd bestudeerd. Ook wordt een korte beschrijving gegeven van de wijze waarop de inpulling van de huid in de spleten is gemeten.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

1879: G. W. Rathenau en H. de Wit: Indicator for small amounts of oxygen in reducing furnace atmospheres (*Metallurgia* 40, 114, 1949, Juni).

Bij de warmtebehandeling van vele metalen in een waterstofhoudende atmosfeer is het van belang dat de zuurstofconcentratie zeer laag is. Deze wordt gecontroleerd door een bandje van chroom-nikkelstaal electrisch te gloeien en na te gaan beneden welke temperatuur dit een oppervlakkige oxydatie vertoont.

1880: J. ter Berg en G. J. van Wijnen: The porosity of welds (*Welding J.* 28, 269 S-271 S, 1949, No. 6).

Bestudeerd wordt de uitwendige poreusheid in lassen die veroorzaakt wordt door zwavel. Door betrekkelijk geringe veranderingen van de samenstelling van de bekleding is het mogelijk lassen te verkrijgen die deze poreusheid niet vertonen, zelfs als de lasstaaf en de bekleding een aanzienlijk gehalte aan zwavel hebben. Twee middelen werden toegepast:

- 1) De bekleding werd meer basisch gemaakt ten einde meer zwavel in de slak op te nemen.
- 2) Het oxyderend vermogen van de bekleding werd vergroot, waardoor zwavel als SO_2 verwijderd wordt.

1881: N. W. Smit en F. A. Kröger: The luminescence of zinc sulfide activated by lead (*J. Opt. Soc. Amer.* 39, 661-663, 1949, No. 8).

Met lood geactiveerd zinksulfide vertoont verschillende fluorescentiebanden, waarvan de twee met maxima bij 4850 Å en 6100 Å aan lood kunnen worden toegeschreven. De oranje band wordt gunstig beïnvloed door bereiding in een zwavelhoudende atmosfeer, onafhankelijk van de aanwezigheid van halogeenionen. Deze band wordt toegeschreven aan karakteristieke elektronenovergangen in Pb^{2+} -ionen op normale roosterplaatsen. De groene band wordt sterker bij behandeling in een reducerende atmosfeer en verschijnt alleen als chloorionen aanwezig zijn. Deze band wordt geïnterpreteerd als een overgang in een configuratie gevormd door een ionenpaar (Pb^+Cl^-) op normale

roosterplaatsen en de omringende normale roosterionen. Een groene band (5100 Å) in gereduceerd ZnS , zonder Pb, wordt toegeschreven aan een overmaat Zn.

1882: R. van der Veen: Induction phenomena in photosynthesis, I (*Physiologia Plantarum* 2, 217-234, 1949).

Bij de adaptatieverschijnselen die optreden bij de fotosynthese, indien bladeren plotseling worden belicht, kunnen worden onderscheiden: 1) een aanvankelijke koolzuuropneming, 2) een lichtadaptatie. De initiale koolzuuropneming is onafhankelijk van de temperatuur en de lengte van de voorafgaande donkere periode, terwijl de lichtadaptatie sterk door beide factoren wordt beïnvloed. Als bladeren gedurende enkele minuten worden blootgesteld aan een hoge temperatuur (48 °C) en daarna bij normale temperaturen worden bestudeerd, is het vermogen om CO_2 te assimileren onherstelbaar afgenomen, maar de initiale CO_2 -opneming is onveranderd. Bij het beëindigen van de belichting wordt het geabsorbeerde CO_2 door zulke bladeren weer losgelaten. Bij lage temperatuur wordt de assimilatie ook onderdrukt, maar de initiale CO_2 -opneming is dan nog zeer sterk. Bij beëindiging van de belichting wordt het geabsorbeerde CO_2 niet losgelaten, maar na een korte donkere periode is de opneming minder dan maximaal. De duur van de opneming is ongeveer 20 seconden. De koolzuuropneming is dus irreversibel in normale bladeren, maar reversibel na een warmtebehandeling. Er wordt een theoretisch schema ontworpen om deze verschijnselen te verklaren.

1883: J. A. Haringx: Elastic stability of flat spiral springs (*Appl. sci. Res.* 's-Grav. A2, 9-30, 1949, No. 1).

Behandeling van de elastische stabiliteit van spiraalveren bestaande uit een tot een vlakke spiraal gewikkelde veerdraad. Een ruwe berekening, geldig voor spiraalveren met een groot aantal windingen, doet zien dat het kritische aantal slagen dat de veer moet worden op- of afgewonden om instabiel te worden, bij rechthoekige draaddoorsnede alleen afhangt van de verhouding der rechthoekszijden en niet van het aantal windingen of van de elasticiteitsmodulus.

teitsmodulus van het materiaal. Een meer nauwkeurige berekening wordt gegeven voor een geïdealiseerde veer met een klein aantal cirkelvormige windingen van gelijke diameter. Het blijkt dat het onmogelijk is een spiraalveer te verwezenlijken die meer dan drie slagen kan worden op- of afgewonden zonder dat instabiliteit optreedt.

R 116: G. Diemer en K. S. Knol: Measurements on total emission conductance at 35 cm and 15 cm wavelength (Philips Res. Rep. 4, 321-333, 1949, No. 5).

Voor de inhoud van dit artikel vergelijk men deze overzichten, No. 1870 *.

R 117: L. J. Dijkstra en J. L. Snoek: On the propagation of large Barkhausen discontinuities in Ni-Fe alloys (Philips Res. Rep. 4, 334-356, 1949, No. 5).

De voortplanting van Bloch-wanden tussen twee macro-gebieden onder invloed van een uitwendig magnetisch veld H wordt onderzocht voor nikkelijzer-draden (samenstelling 60 Ni, 40 Fe en 50 Ni, 50 Fe) die onderworpen zijn aan een trekspanning. De grootheden waar het om gaat, zijn de lengte λ van de discontinuïteit en de snelheid v waarmee deze zich voortplant. λ is evenredig met de diameter van de draad en onafhankelijk van de temperatuur en van de bewerking. De snelheid v wordt bij goed uitgegloeide dikke draden en lage temperaturen in hoofdzaak door het tegenveld van de wervelstromen bepaald. Bij dunne draden en hoge temperaturen doet zich, vooral in de koud bewerkte toestand, nog een andere remmende factor gelden, waarvoor echter nog geen afdoende verklaring is gegeven.

R 118: J. L. H. Jonker: The computation of electrode systems in which the grids are lined up (Philips Res. Rep. 4, 357-365, 1949, No. 5).

Er worden formules afgeleid voor de elektronenbanen en voor de plaats van het focus bij een systeem van elektroden waarvan de draden der roosters nauwkeurig achter elkaar geplaatst zijn. Deze formules worden toegepast op de berekening van een vlakke opstelling die voorgeschreven eigenschappen moet vertonen en waarbij de stroom naar

het schermrooster nul moet zijn als het stuurrooster de potentiaal nul heeft.

R 119: B. D. H. Tellegen: Complementary note on the synthesis of passive, resistanceless four-poles (Philips Res. Rep. 4, 366-369, 1949, No. 5).

Door het verwijderen van een bij een eindige frequentie gelegen pool kan een vierpool van de orde n worden gesplitst in een vierpool van de orde 2 en een van de orde $n-2$ (zie ook **R 89**).

R 120: J. D. Fast: An apparatus for preparing small samples of pure iron to which fixed quantities of impurities can be added (Philips Res. Rep. 4, 370-374, 1949, No. 5).

Beschrijving van een kleine hoogfrequent-smeltoven voor het bereiden van legeringen met nauwkeurig bekende samenstelling in hoeveelheden tot 2 kg (zie ook Philips techn. T. 11, 244-247, 1949, No. 8).

R 121: J. A. Haringx: On highly compressible helical springs and rubber rods, and their application for vibration-free mountings, V (Philips Res. Rep. 4, 375-400, 1949, No. 5).

Behandeling van het ruimtelijk gedrag van verschillende typen van trillingvrije opstellingen, van de eenvoudige constructie van een verend ondersteund lichaam af, tot aan de dynamische trillingsdempers met hulpmassa. Teneinde het probleem der vrije en gedwongen trillingen te vereenvoudigen, wordt er naar gestreefd de bewegingen in de ruimte te splitsen in een aantal één- en tweedimensionale bewegingen die onafhankelijk van elkaar kunnen worden behandeld. In verband hiermede blijkt het nodig te zijn de beschouwingen te beperken tot constructies waarbij de systemen van verende en dempende elementen bijzondere eigenschappen vertonen ten aanzien van hun zogenaamde elastische en dempingshoofdassen. Deze stelsels van hoofdassen, die in ieder tweedimensionaal geval aanwezig zijn, komen in ruimtelijke gevallen slechts bij wijze van uitzondering voor. Aan de gestelde eisen kan het best worden voldaan door de constructie symmetrisch uit te voeren. Dit wordt voor het twee- en het driedimensionale geval afzonderlijk toegelicht (zie ook **R 94**, **R 101**, **R 109** en **R 113**).